

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

ENKELE TOEPASSINGEN VAN FERROXCUBE

door W. SIX.

621.318.1:538.246.1

Het is onmogelijk algemeen geldige richtlijnen voor het gebruik van Ferroxcube-materialen te geven. Men moet integendeel geval voor geval onderzoeken of en in welke vorm Ferroxcube bruikbaar is. Een aantal voorbeelden van constructies waarin Ferroxcube zijn goede eigenschappen ruimschoots heeft bewezen kan echter zeer wel een indruk geven welke mogelijkheden in beginsel aanwezig zijn en hoe men deze mogelijkheden in de praktijk kan realiseren.

Ferroxcube-materialen zijn keramische magnetische materialen die men chemisch kan aanduiden als mengkristallen van enkelvoudige kubische ferrietten, zoals Mn-Zn-ferriet (Ferroxcube III) en Ni-Zn-ferriet (Ferroxcube IV). Deze materialen zijn oorspronkelijk ontwikkeld voor het gebruik voor spoelkernen in de telefoontechniek, waar de bij hoge frequenties ontoelaatbaar groot wordende wervelstroomverliezen het gebruik van de electrisch goed geleidende metallische ferromagnetica uitermate bemoeilijken. Het mag genoegzaam bekend worden ondersteld dat men tot dusverre beschikte over twee kunstgrepen om de toepassing van ijzeren (dus goed geleidende) kernen ook bij hoge frequenties mogelijk te maken, nl. het gebruik van gelamelleerde kernen of dat van poederkernen. Deze maatregelen zijn inderdaad in staat de wervelstroomverliezen tot op zekere hoogte te reduceren, nochtans bieden zij, zoals we nog uitvoerig zullen bespreken, geen ideale oplossing van het probleem. Bij de Ferroxcube-materialen nu zijn de wervelstroomverliezen dank zij de hoge soortelijke weerstand in het algemeen reeds bij gebruik van het massieve materiaal betrekkelijk klein.

Boven een bepaalde frequentie, die van de samenstelling van het materiaal afhangt, kunnen de „restverliezen” in Ferroxcube aanzienlijk worden. Het blijkt, dat deze frequentie (die als „ferromagnetische resonantiefrequentie” wordt geïnterpreteerd¹⁾) hoger ligt naarmate de beginpermeabiliteit

van het materiaal in kwestie kleiner is. Men kan dus het frequentiegebied waarbinnen de restverliezen voldoende klein blijven, groter maken ten koste van de beginpermeabiliteit. Dit is een voorbeeld van de veel algemener geldende ruime varieerbaarheid van de eigenschappen van de Ferroxcube-materialen. Door de mogelijkheid de samenstelling van het materiaal naar keuze te wijzigen, kan men verschillende eigenschappen zo proberen te regelen dat men op de beste manier aan de door het probleem gestelde eisen kan voldoen. Om echter het meeste profijt te kunnen trekken van deze nieuwe ferromagnetische materialen, zal men moeten trachten zo onbevengene mogelijk tegenover een gesteld probleem te staan en niet alleen de keuze van het materiaal aan te passen bij het probleem, doch ook eventueel de formulering van het probleem in overeenstemming te brengen met de nieuwe mogelijkheden, die de bijzondere eigenschappen van het materiaal bieden.

Voordat we nu overgaan tot de bespreking van voorbeelden van de toepassing van Ferroxcube, willen we nog een paar woorden wijden aan enige algemene eigenschappen van magnetische circuits met een luchtspleet.

De effectieve permeabiliteit

Zoals in I werd uiteengezet, zijn de verliezen in Ferroxcube-materialen, zolang men te maken heeft met kleine waarden van de inductie, bijna volledig te rangschikken onder de restverliezen. Deze verliezen kunnen we beschrijven door invoering van een complexe permeabiliteit $\mu = \mu' - j\mu''$.

¹⁾ J. J. Went en E. W. Gorter, De magnetische en electrische eigenschappen van Ferroxcube-materialen, Philips techn. T. 13, 213-226, 1951 (No. 8). Hier verder aangehaald als I.

Er geldt dus expliciet:

$$\left. \begin{aligned} \mu'_p &= \mu' (1 + \operatorname{tg}^2 \delta), \\ \mu''_p &= \mu'' \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}{\operatorname{tg}^2 \delta} \end{aligned} \right\} \dots \dots (6)$$

Als we nu formule (1) uitdrukken in μ'_p en μ''_p en daarbij tevens gebruik maken van de relatie $\lambda^1 = 1 - \lambda^k$, vinden we:

$$\frac{1}{\mu'_{p1}} - 1 + j \frac{1}{\mu''_{p1}} = \lambda^k \left(\frac{1}{\mu'_p} - 1 \right) + j \lambda^k \frac{1}{\mu''_p}.$$

Dit zijn twee vergelijkingen, een voor het reële en een voor het imaginaire deel. Door uit deze twee vergelijkingen λ^k te elimineren en door gebruik te maken van de uit (6) volgende relatie:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{\mu''_p}{\mu'_p},$$

vinden we

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\mu'_p - 1} = \frac{\operatorname{tg} \delta}{\mu'_p - 1} \dots \dots \dots (7)$$

Als we aannemen dat $\operatorname{tg} \delta$ en $\operatorname{tg} \delta_1$ klein zijn vergeleken met 1, dan geldt bij verwaarlozing van de kwadraten van $\operatorname{tg} \delta$ en $\operatorname{tg} \delta_1$:

$$\mu'_{p1} = \mu'_1 \text{ en } \mu''_p = \mu''.$$

Als we verder aannemen dat μ_1 en μ' groot zijn vergeleken met 1, hetgeen in het algemeen gerechtvaardigd is, dan gaat de relatie (7) over in de formule (2).

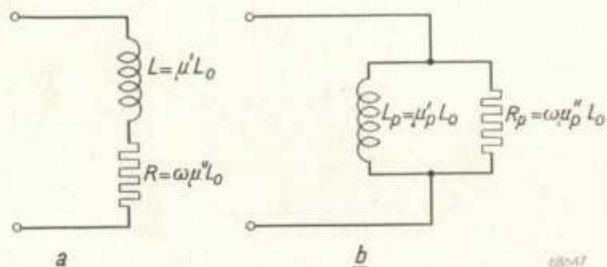


Fig. 2. Equivalente vervangcircuits voor een ferromagnetisch (met verliezen) als spoelkern (gesloten magnetisch circuit).

De kern heeft de complexe permeabiliteit (seriepermeabiliteit) $\mu = \mu' - j\mu''$ en de impedantie wordt gegeven door $Z = j\omega\mu L_0 = j\omega\mu' L_0 + \omega\mu'' L_0$. Dit is equivalent met een zelfinductie $\mu' L_0$ en een weerstand $\omega\mu'' L_0$ in serie (zie a).

De (complexe) parallelpermeabiliteit wordt gedefinieerd door: $1/\mu = 1/\mu' + j/\mu''$. Hieruit volgt: $1/Z = 1/j\omega\mu L_0 = 1/j\omega\mu'_p L_0 + 1/\omega\mu''_p L_0$. Dit is equivalent met een zelfinductie $L_p = \mu'_p L_0$ en een weerstand $R_p = \omega\mu''_p L_0$ parallel geschakeld (zie b).

We zien uit verg. (1) en (2) dat door het aanbrennen van een luchtspleet weliswaar de effectieve permeabiliteit kleiner wordt, maar dat tevens de verlieshoek $\operatorname{tg} \delta$ afneemt. Het zal blijken, dat men van deze mogelijkheid om de verliezen te reduceren bij de Ferroxcube-materialen grote voordelen kan hebben.

We zullen nu overgaan tot de bespreking van enkele gevallen waarin Ferroxcube-materialen zijn toegepast, en wel zullen achtereenvolgens ter sprake komen: filterspoelen, Pupinspoelen en hoogfrequenttransformatoren met grote bandbreedte voor gebruik in de telefoontechniek; een middenfrequent-

bandfilter voor radiotoestellen, een hoogspannings-generator voor televisietoestellen en kernen die gebruikt worden bij hoogfrequentverhitting. Ten slotte zullen we nog enkele woorden wijden aan toepassingen waarbij men van de, in het algemeen ongewenste, grote verliezen boven een bepaalde frequentie nuttig gebruik heeft gemaakt.

Bij de keuze van de voorbeelden is in het geheel niet gestreefd naar volledigheid. Veeleer is het de bedoeling, aan de hand van de besproken toepassingen de nieuwe mogelijkheden te demonstreren die de constructeur van netwerkelementen bij gebruik van Ferroxcube-materialen geboden worden.

Toepassingen in de telefoontechniek

Filterspoelen

Om te kunnen inzien waarom Ferroxcube bijzonder geschikt is als kernmateriaal voor filterspoelen zoals die in de draaggolftelefonie worden gebruikt, zullen we beginnen de belangrijkste eisen op te sommen waaraan deze spoelen moeten voldoen.

In de eerste plaats moeten de verliezen klein zijn, voornamelijk om een scherpe scheiding tussen doorlatingsgebied en dempingsgebied te kunnen verkrijgen. Verder moet de magnetische inductie in de kern steeds klein blijven, daar men anders wegens de niet-lineariteit van de magnetiseringskromme last zou krijgen van vervorming en intermodulatie.

Omdat men in een station voor draaggolftelefonie een groot aantal filters overzichtelijk en ten koste van zo weinig mogelijk ruimte moet onderbrengen, is het van groot belang dat de filterspoel de benodigde kwaliteit heeft terwijl zijn afmetingen zo klein mogelijk zijn.

Een belangrijke eis is ook dat de zelfinductie van de filterspoel zo ongevoelig mogelijk voor temperatuurwisselingen is. Aangezien de temperatuurcoëfficiënt van de gehele constructie voor een belangrijk deel bepaald wordt door de temperatuurcoëfficiënt van de permeabiliteit, $(1/\mu) \cdot (d\mu/dT)$, moet deze laatste dus zo klein mogelijk zijn.

Het veld buiten de spoel moet zo klein zijn, dat verschillende spoelen van een filter die dicht bij elkaar staan, geen storende invloeden van elkaar ondervinden. Dat wil zeggen, de magnetische afscherming van de spoel moet goed zijn.

Terwille van ruimte- en kostenbesparing is het ook zeer gewenst, dat de zelfinductie der spoelen gemakkelijk regelbaar is, aangezien men dan voor het afstemmen van de diverse kringen niet de betrekkelijk dure en plaats eisende bijstelcondensatoren (trimmers) behoeft aan te brengen.

Zoals uit formule (2) blijkt, is de verlieshoek δ ten gevolge van de magnetische restverliezen afhankelijk van de grootte van een eventueel aanwezige luchtspleet in het magnetische circuit, en wel wordt de verlieshoek kleiner naarmate de effectieve permeabiliteit kleiner wordt. We zullen nu zien dat ook de grootte van andere in een spoel optredende soorten verliezen verandert door het aanbrengen van een luchtspleet en dat men de totale in de spoel optredende verliezen minimaal kan maken door aan de luchtspleet een bepaalde grootte te geven.

De totale verliezen in een spoel bestaan uit:

- 1) Magnetische verliezen in de kern.
- 2) Verliezen in de koperen windingen, die we weer kunnen onderverdelen in:
 - a) de verliezen ten gevolge van de ohmse weerstand,
 - b) de verliezen ten gevolge van de wervelstromen in het koper.
- 3) Diëlectrische verliezen in het isolatiemateriaal.

De onder 3) genoemde verliezen zijn door geschikte keuze van de zelfinductie verwaarloosbaar klein te maken.

De ohmse verliezen in het koper worden beschreven door een verlieshoek δ_o . Deze verlieshoek neemt toe als men in het magnetische circuit een luchtspleet aanbrengt, en wel kan men op eenvoudige wijze inzien dat de relatie geldt:

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_{1o}}{\operatorname{tg} \delta_o} = \frac{\mu'}{\mu'_1} \quad \dots \dots \dots (8)$$

Voor de wervelstroomverliezen in het koper, die door een verlieshoek δ_w worden beschreven, is een analoge relatie gebleken te bestaan:

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_{1w}}{\operatorname{tg} \delta_w} = \frac{\mu'}{\mu'_1} \quad \dots \dots \dots (9)$$

Afleiding van formules (8) en (9):

De elektrische stroom door de wikkelingen zij voor en na het aanbrengen van de luchtspleet even groot. De vervangingsweerstand ΔR_o die de ohmse verliezen verdisconteert, is dus in beide gevallen dezelfde. Het reële deel van de zelfinductie van de spoel echter verandert van $\mu' L_o$ in $\mu'_1 L_o$, zodat vóór en na het aanbrengen van de luchtspleet resp. geldt:

$$\operatorname{tg} \delta_o = \frac{\Delta R_o}{\mu' L_o} \quad \text{en} \quad \operatorname{tg} \delta_{1o} = \frac{\Delta R_o}{\mu'_1 L_o},$$

waaruit onmiddellijk betrekking (8) volgt.

Formule (9) kan men op volkomen analoge manier afleiden als men de veronderstelling maakt, dat het door wervelstromen in het koper gedissipeerde vermogen onafhankelijk is van het al of niet aanwezig zijn van een luchtspleet. Uit het feit, dat formule (9) in de praktijk bruikbaar is, moet men concluderen dat dit inderdaad het geval is, of, anders uitgedrukt, dat bij het aanbrengen van een luchtspleet de verandering van het spreidingsveld ter plaatse van de wikkelingen klein is vergeleken met de verandering van de permeabiliteit.

Uit het voorgaande zien we dat een gedeelte van de totale verliezen evenredig is met μ'_1 , nl. de restverliezen in de kern, terwijl een ander gedeelte, nl. de verliezen in het koper, omgekeerd evenredig is met μ'_1 . Als de verlieshoek voor elk van de hier beschouwde soorten verliezen klein is vergeleken met 1, geldt voor de tangens van de totale verlieshoek $\delta_{\text{tot}} = \delta + \delta_w + \delta_o$ bij benadering: $\operatorname{tg} \delta_{\text{tot}} = \operatorname{tg} \delta + \operatorname{tg} \delta_w + \operatorname{tg} \delta_o$. De kwaliteit van onze spoel wordt gegeven door $Q = 1/\operatorname{tg} \delta_{\text{tot}}$. Wegens de afhankelijkheid van de verliezen van de grootte van μ'_1 kan men nu μ'_1 een zodanige waarde geven dat Q maximaal wordt. Dit is het geval voor

$$\mu'_1 = \mu' \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \delta_o + \operatorname{tg} \delta_w}{\operatorname{tg} \delta}}.$$

Van de hier geboden mogelijkheid de verliezen te reduceren kan men nu op eenvoudiger wijze profijt trekken bij gebruik van Ferroxcube dan bij gebruik van metallisch kernmateriaal. Men kan dit als volgt begrijpen.

Gebruik van metallisch ferromagnetisch kernmateriaal is bij hoge frequenties alleen dan mogelijk, als men het in gepoederde vorm toepast. Het materiaal heeft in deze vorm slechts een kleine effectieve permeabiliteit, hetgeen te wijten is aan het feit dat de isolerende laagjes tussen de ferromagnetische deeltjes hetzelfde effect teweeg brengen als een groot aantal kleine luchtspleten. Aan de hiermee verbonden bezwaren komt men zo goed mogelijk tegemoet door voor de constructie de vorm te kiezen van een ringspoel. Immers het door een ringspoel opgewekte magnetische veld is bijna uitsluitend in de ruimte binnen de spoel geconcentreerd, er is bijna geen spreiding. Hierdoor zijn bij deze vorm ook geen extra maatregelen nodig om de spreiding tegen te gaan. Wegens het ontstaan van een al te groot spreidingsveld kan men nu echter geen macroscopische luchtspleet aanbrengen, dus men kan μ_1 slechts variëren door wijziging van de samenstelling van het kernmateriaal.

Het gebruik van een ringspoel met een poederkern heeft behalve deze beperking nog het nadeel dat het wikkelen van de spoel een ingewikkeld en vaak kostbaar werk is. Verder noemen we nog een gebrek, dat inherent is aan het gebruik van gepoederd kernmateriaal, namelijk dat de kern niet homogeen met magnetisch materiaal gevuld is. Daardoor is de magnetische inductie ook niet homogeen verdeeld. De magnetische krachtlijnen trachten immers zo veel mogelijk door de ferromagnetische deeltjes te lopen. Dit brengt met zich mee dat op die punten waar twee ferromagnetische

deeltjes elkaar raken de magnetische inductie bijzonder groot zal zijn, wat gepaard gaat met extra-verliezen en vervorming ten gevolge van hysteresis.

Als we nu een kern van Ferroxcube in een ringspoel zouden gebruiken, zou uiteraard het laatst genoemde bezwaar vervallen. De voordelen die dit nieuwe materiaal biedt komen echter eerst goed tot hun recht als men niet de poederkern van een ringspoel vervangt door een kern van Ferroxcube doch als men een heel andere constructievorm voor de spoel kiest — de ringvorm is nu immers niet meer nodig —, en wel een vorm die bij de eigenschappen van het nieuwe materiaal is aangepast. De in het Philips laboratorium te Eindhoven gekozen constructievorm voor filterspoelen voor draaggolftelefonie zullen we nu beschrijven.

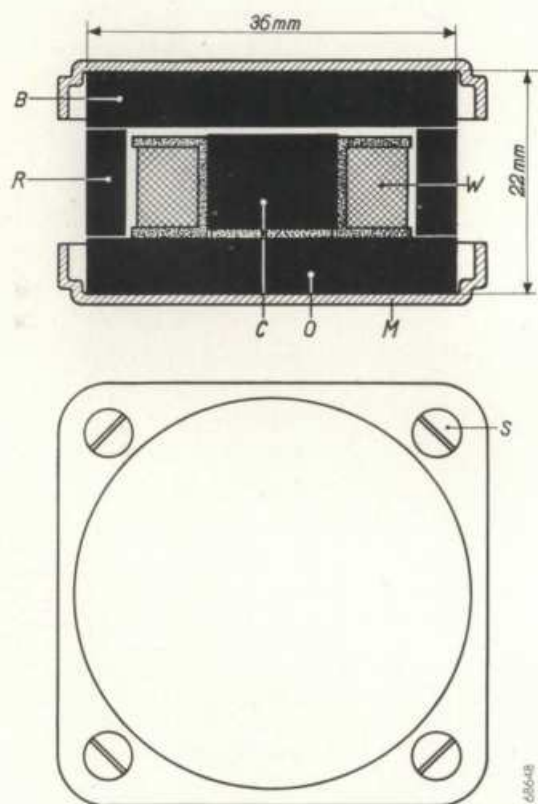


Fig. 3. Constructie van een filterspoel voor draaggolftelefonie. *W* wikkeling, *O* onderste plaat, waarop met een laag niet-ferromagnetisch materiaal ertussen het centrale gedeelte van de kern *C* is geplakt. *B* bovenste plaat. *R* ringvormig gedeelte van de kern. *C*, *B*, *R* en *O* bestaan uit Ferroxcube. *M* messing platen die met behulp van de bouten *S* het geheel bij elkaar houden.

Men maakt hier gebruik van een doosconstructie zoals in fig. 3 is weergegeven. Hierbij bestaat de kern uit een centraal gedeelte (*C*) waaromheen de wikkelingen (*W*) zijn aangebracht, en uit twee platen (*B* en *O*) en een ring (*R*) die het centrale cilindervormige gedeelte met de spoel als een doos

omvatten. De centrale cylinder is op de onderste plaat geplakt met een laag niet-ferromagnetisch materiaal ertussen. De hoogte van de centrale cylinder is zo gekozen dat tussen de bovenste plaat en het bovenvlak van de cylinder nog een luchtspleet overblijft, die ongeveer even groot is als de niet-ferromagnetische laag tussen de centrale kern en de basisplaat. Het gebruik van een dergelijke luchtspleet is mogelijk dank zij de betrekkelijk grote permeabiliteit van het kernmateriaal, waardoor een bijna perfecte magnetische afscherming wordt bereikt. De grootte van de luchtspleet kan ten slotte nog naar believen worden geregeld door, hetzij van het bovenvlak van de cylinder, hetzij van de ring, met schuurpapier een beetje af te schuren. Dat men juist deze wijze van bewerken moet kiezen, komt door het feit dat Ferroxcube-materialen harde keramische materialen zijn. Daardoor zijn zij slechts door slijpen of door schuren te bewerken. Dank zij de regelbaarheid van de grootte van de luchtspleet hebben we de grootte van de effectieve permeabiliteit μ_1 in de hand en zijn we in staat de zelfinductie van de spoel tot op $\frac{1}{2}\%$ nauwkeurig vast te leggen. We kunnen dus ook μ_1 die waarde geven die de kwaliteit van de spoel maximaal maakt (zie hierboven).

Na de montage van de spoel, waarbij de twee Ferroxcube-platen met de ring er tussen door twee messing platen (*M*) worden vastgeklemd (zie fig. 3), wordt het geheel geïmpregneerd om de spoel tegen vocht te beschermen.

Wil men de mogelijkheid bieden ook na het impregneren de zelfinductie in te stellen, dan gaat men als volgt te werk.

Vóór de impregnering plaatst men een dun metalen bandje tussen de bovenste plaat en de bovenrand van de ring (voor welk doel inkepingen in de ring zijn aangebracht), zodat het bandje door de luchtspleet loopt. Na de impregnering van de spoel vervangt men het metalen bandje door een reepje thermoplastisch materiaal waarop een wigvormig streepje Ferroxcube-poeder is aangebracht. Door dit reepje te verschuiven, kan men de hoeveelheid Ferroxcube-poeder in de luchtspleet variëren. Op die manier is het mogelijk de zelfinductie van de spoel te veranderen met bedragen die liggen tussen 0,1 promille en enkele procenten.

De hier gekozen constructie biedt ook de mogelijkheid de temperatuurcoëfficiënt van de permeabiliteit te regelen. Deze wordt nl. door het aanbrengen van de luchtspleet evenredig met μ_1/μ verkleind. Dat dit zo is, blijkt onmiddellijk door differentiëren van de formule (1): $-(1/\mu_1^2)(d\mu_1/dT) = -\lambda^k(1/\mu^2)(d\mu/dT)$. Als de

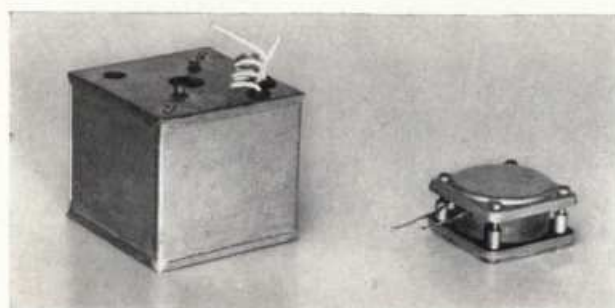


Fig. 4. Filterspoel voor draaggolftelefonie omgeven door een afschermbus, zoals hij vroeger gebruikelijk was (links), en een dergelijke spoel waarin Ferroxcube als kernmateriaal is gebruikt. De afschermbus van de oude spoel heeft een volume van 210 cm³, de kwaliteitsfactor is $Q = 220$ bij 60 kHz. De nieuwe filterspoel heeft geen afschermbus nodig. Het volume is 44 cm³, de kwaliteitsfactor $Q = 600$ bij 60 kHz.

luchtspleet voldoende klein is, geldt $\lambda^k \approx 1$ en dus

$$\frac{1}{\mu_1^2} \frac{d\mu_1}{dT} \approx \frac{1}{\mu^2} \frac{d\mu}{dT} \quad \dots (10)^3$$

Vermenigvuldiging van (10) met μ_1 levert de genoemde evenredigheid.

Wil men de temperatuurcoëfficiënt nog meer reduceren, dan moet men gebruik maken van de in I beschreven methode van het aanbrengen van een polariserend veld.

Uit het bovenstaande is te zien, dat door de gekozen constructie aan de eisen van goede afscherming, gemakkelijk regelbare zelfinductie en kleine temperatuurcoëfficiënt op eenvoudige wijze kan worden voldaan. Hoezeer men er in geslaagd is een grote kwaliteitsfactor Q bij kleine afmetingen te bereiken, blijkt op indrukwekkende wijze uit fig. 4, waar twee voor hetzelfde doel ontwikkelde

filterspoelen resp. met en zonder gebruik van Ferroxcube zijn afgebeeld. De nieuwe spoel bezit bij een 5 maal zo klein volume zelfs een nog 3 maal zo hoge kwaliteit (44 cm³ en $Q = 600$ bij 60 kHz, tegenover 210 cm³ en $Q = 220$ bij 60 kHz voor de oude spoel).

Pupinspoelen

De voorwaarden waaraan Pupinspoelen moeten voldoen, verschillen in het algemeen niet essentieel van de voorwaarden die men aan filterspoelen moet stellen. Zoals we in het vorige hoofdstuk uitvoerig hebben uiteengezet, kan men bij gebruik van Ferroxcube aan al deze verlangens op betrekkelijk eenvoudige manier voldoen door een doosvormige constructie te kiezen. Voor Pupinspoelen is deze constructievorm zelfs bijzonder doeltreffend. Dit soort spoelen is nl. nog veel gevoeliger voor wederzijdse invloeden door onvoldoende afscherming dan filterspoelen. Het is echter gebleken dat, dank zij de goede door Ferroxcube verkregen afscherming, het resulterende „overspreken” tussen verschillende circuits verwaarloosbaar is, zelfs als men twee Pupinspoelen direct op elkaar plaatst.

Een bepaalde categorie Pupinspoelen, te weten Pupinspoelen voor een fantoomcircuit, moeten echter nog aan een extra voorwaarde voldoen. Zoals uit fig. 5 te zien is, moet de spoel nl. uit twee delen bestaan die een volkomen gelijke zelfinductie bezitten.

Ook voor dit soort Pupinspoelen is weer van een doosconstructie gebruik gemaakt (zie fig. 6). De gewenste nauwkeurige gelijkheid van de twee zelfinducties is bereikt door te zorgen, dat de spoel door middel van uitwendige schroeven een weinig over de centrale kern op en neer geschoven kan worden. Hierdoor wordt de positie van de twee delen ten opzichte van het in de buurt van de spleet aanwezige spreidingsveld veranderd, waardoor de

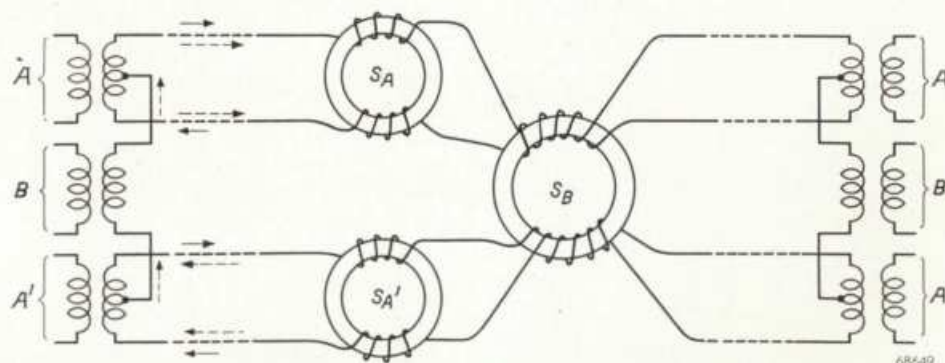


Fig. 5. Uit twee dubbele aderpennen kan men drie telefooncircuits opbouwen: twee stamcircuits A en A' (stromen aangeduid door getrokken pijlen) en een fantoomcircuit B (gestippelde pijlen). S_A en $S_{A'}$ zijn de Pupinspoelen voor de stamcircuits, S_B is de Pupinspoel voor het fantoomcircuit. Door de in de tekening aangegeven wikkeldirectionen wordt bereikt dat elke spoel slechts voor zijn eigen circuit zelfinductie heeft.

zelfinducties van de twee delen kleine wijzigingen ondergaan. Men kan nu gemakkelijk de spoel zo ten opzichte van de spleet instellen dat beide delen van de spoel een even grote zelfinductie hebben.

Ten slotte bestaan er nog bepaalde Pupinspoelen die aan een andere extra eis moeten voldoen. Pupinspoelen voor draaggolftelefoniesystemen, en voor telefoonlijnen die ook voor telegrafie worden gebruikt, mogen nl. slechts weinig vervorming introduceren, omdat men anders last zou krijgen van intermodulatie, en wel is de toelaatbare vervorming hier veel kleiner dan bij filterspoelen. Daar-

om is het gebruikelijk dat men ferromagnetische materialen voor dit soort spoelen wat betreft hun vervormingseigenschappen door een bepaald getal karakteriseert, en wel blijkt bij metallische ferromagnetica de in I gedefinieerde hysteresisconstante C_h hiervoor geschikt te zijn. We zullen nu zien waarom dit bij Ferroxcube-materialen niet zo is.

Zoals bekend, wordt de vervorming veroorzaakt door de niet-lineariteit van de magnetiseringskromme, met andere woorden, hij is afhankelijk van de vorm van deze kromme. Bij de tot nu toe gebruikelijke metallische ferromagnetica is de vorm van de magnetiseringskromme vrijwel onafhankelijk van de frequentie. Hij wordt voor kleine waarden van het veld mathematisch beschreven door de zg. wet van Rayleigh, $B = \mu_i \mu_0 H + r \mu_0 H^2$, waarin μ_i de relatieve beginpermeabiliteit en r de zogenaamde constante van Rayleigh voor het beschouwde ferromagneticum is. In dit geval bestaat er een direct verband tussen de vervorming en de hysteresisconstante C_h . Men kent dus de vervorming als men uit de verliezen C_h heeft bepaald.

Voor de meeste Ferroxcube-materialen is echter — zoals in I reeds uitvoerig werd uiteengezet — de vorm van de magnetiseringskromme sterk afhankelijk van de frequentie. Daarom heeft het geen zin meer het door hysteresis veroorzaakte verlies te willen beschrijven door één getal C_h .

Bij gebruik van Ferroxcube moet men dus de vervorming direct meten en wel bij de laagste frequentie waarbij men de spoel in kwestie wil gebruiken. Immers, zoals uit de figuren 7 en 8 in I blijkt, naderen de magnetiseringskrommen van Ferroxcube-materialen beneden de ferromagnetische resonantiefrequentie met toenemende frequentie steeds meer een rechte lijn, zodat de vervorming met toenemende frequentie zal afnemen.

Hoogfrequenttransformatoren voor grote bandbreedte

Een belangrijk toepassingsgebied van Ferroxcube vindt men in de hoogfrequenttransformatoren voor versterkers met brede frequentieband, welke in draaggolftelefoniesystemen veelvuldig worden gebruikt. Dat men Ferroxcube III ook in dit soort transformatoren kan gebruiken, die in sommige gevallen — nl. in coaxiale systemen — bij frequenties tot 4 MHz werken, is een feit dat veelal niet goed wordt begrepen. Dit misverstand vindt zijn oorzaak in het geloof, dat ferromagnetisch materiaal voor een transformatorkern voor alle frequenties een hoge permeabiliteit moet bezitten, hetgeen voor Ferroxcube III bij deze frequenties zeker niet het geval is (zie I, fig. 5).

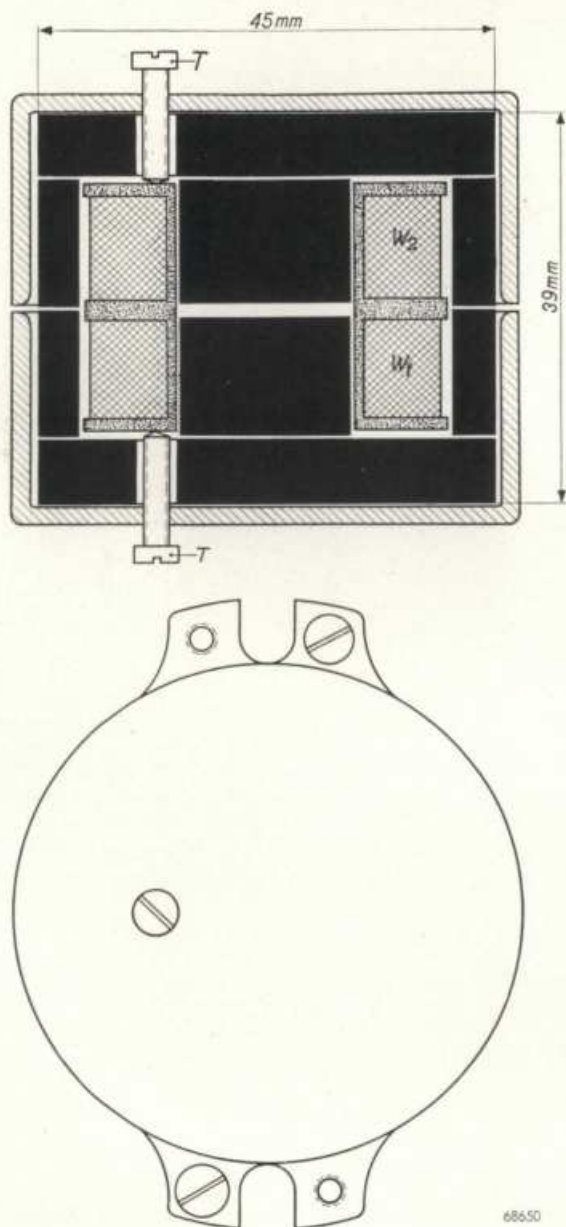


Fig. 6. Constructie van een Pupinspoel voor een fantoomcircuit. Door middel van de schroeven T kunnen de wikkelingen, die uit twee delen W_1 en W_2 bestaan, een weinig op en neer worden geschoven, teneinde de zelfinductie van de twee delen even groot te maken.

We zullen nu in de hier volgende beschouwingen de voorwaarden die men aan een dergelijke transformator moet stellen, analyseren. Hierbij zal blijken, dat Ferroxcube inderdaad heel goed aan deze voorwaarden kan voldoen, ondanks het feit, dat de permeabiliteit in het frequentiegebied boven 1 MHz zeer sterk afneemt.

De belangrijkste voorwaarden waaraan een transformator voor draaggolfteloneversterkers moet voldoen, zijn:

- 1) Vlakke frequentiearakteristiek binnen 0,1 dB, in de gehele (zeer brede) frequentieband van het systeem.
- 2) De uitgangsimpedantie W , die voor het grootste deel door de impedantie van de transformator wordt bepaald, mag voor alle frequenties in het doorlatingsgebied slechts weinig van de golfweerstand Z van de kabel verschillen (zie fig. 7). Door aan deze eis te voldoen, wordt vermeden dat er reflecties aan de kabel optreden, of, nauwkeuriger gezegd, wordt er voor gezorgd dat de verhouding tussen

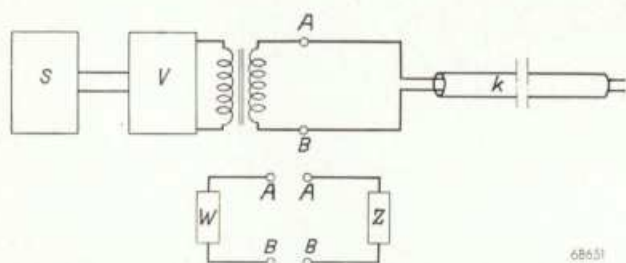


Fig. 7. Schema dat de plaats van een hoogfrequenttransformator voor grote bandbreedte in een draaggolfteloneversterkersysteem aangeeft. S zendstation, V versterker. De kabel k , die van de punten A en B naar de ontvangzijde leidt, heeft een golfweerstand Z .

Als men vanuit de punten A en B naar links kijkt, „ziet” men de uitgangsimpedantie W .

gereflecteerd signaal en aankomend signaal, — die in dB gegeven wordt door

$$20 \log \left| \frac{Z - W}{Z + W} \right|,$$

— voldoende klein is.

Er zijn twee redenen aan te geven waarom men de reflectie binnen bepaalde grenzen moet houden:

a) Er zouden moeilijkheden ontstaan bij het balanceren van de kabeladers tegen overspreken. Deze balancering zou nl. verschillend moeten zijn voor het directe signaal en het gereflecteerde signaal.

b) Ten gevolge van onregelmatigheden in de constructie van de kabel ontstaan kleine afwijkingen in de dempingskarakteristiek. Deze afwijkingen worden door de reflecties vergroot en kunnen moeilijkheden opleveren bij de egalisatie van de frequentiearakteristiek.

- 3) Het totale verlies in de transformator moet kleiner zijn dan 2%.

De betekenis van deze eisen wordt duidelijk als we naar het vervangschema voor de transformator kijken (zie fig. 8). Terwille van de eenvoud

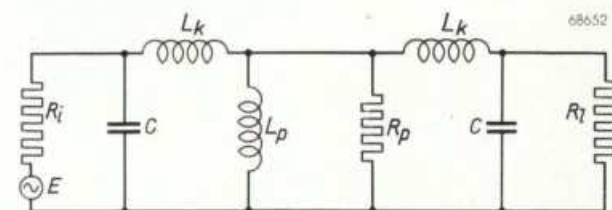


Fig. 8. Vervangschema voor een hoogfrequenttransformator voor grote bandbreedte. Transformatieverhouding 1 : 1. R_1 belastingsweerstand, deze is gelijk aan de golfweerstand Z van de lijn. C de primaire en secundaire capaciteit. L_k spreidingszelfinductie. L_p wederkerige inductie; R_p parallel-verliesweerstand. E de met de versterker equivalente wisselspanningsbron met inwendige weerstand R_i .

beperken we ons tot een transformator met een transformatieverhouding 1 : 1. In dit schema is E een wisselspanningsbron met een inwendige weerstand R_i . De condensatoren C brengen de primaire en de secundaire capaciteit in rekening. Ze zijn zo afgestemd dat ze even groot zijn. R_1 is de belastingsweerstand, L_k is de spreidingszelfinductie, L_p de wederkerige inductie en R_p de parallel-verliesweerstand. (De ohmse weerstand van de spoelen is verwaarloosd.)

Uit dit schema is te zien dat het transformatorcircuit equivalent is met een laagfrequent doorlatend filter. De onder 1) en 2) genoemde eisen betekenen nu dat ωL_p groot moet zijn ten opzichte van R_1 . De onder 3) genoemde eis is equivalent met de voorwaarde dat R_p groot is ten opzichte van R_1 . Bij berekening blijkt dat moet gelden:

$$\begin{aligned} R_1 &\leq \frac{1}{5} \omega L_p \} \\ R_1 &\leq \frac{1}{50} R_p \} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (11)$$

L_p en R_p zijn beide afhankelijk van de (complexe) parallelpermeabiliteit μ_p van het materiaal van de transformator kern. Dit verband volgt onmiddellijk uit de in fig. 2 gegeven relaties:

$$\begin{aligned} \omega L_p &= \omega \mu'_p L_0 = 2\pi f \mu'_p L_0 \\ R_p &= \omega \mu''_p L_0 = 2\pi f \mu''_p L_0 \end{aligned}$$

Als de parallelpermeabiliteit niet van de frequentie afhangt, zou men eenvoudig aan (11) voor de laagste voorkomende frequentie behoeven te voldoen; daardoor zou hieraan ook automatisch voor alle hogere frequenties zijn voldaan. In werkelijkheid is μ_p echter een functie van de frequentie,

die blijkens de op blz. 318 gegeven definitie zowel van het verloop met de frequentie van μ' als van dat van μ'' afhangt en die daardoor niet zonder meer te overzien is. Het is dus in beginsel mogelijk dat de rechterleden van (11) bij hogere frequenties kleinere waarden aannemen dan bij de laagste in aanmerking komende frequentie (12 kHz).

Een blik op fig. 9, waar de grootheden $f\mu_p'$ en $f\mu_p''$ voor een transformator kern van Ferroxcube III^A, zoals staat afgebeeld in fig. 10b, als functie van de frequentie zijn uitgezet, laat zien, dat $f\mu_p'$ toeneemt in het gehele, in aanmerking komende frequentiegebied (nl. tot 4 MHz), dus ook ver boven die frequentie waarboven μ' sterk afneemt (0,5 MHz)⁴. $f\mu_p''$ schommelt weliswaar een beetje maar komt ook niet beneden de waarde bij 12 kHz.

Samenvattend kunnen we zeggen, dat het van belang is dat de uitdrukkingen $f\mu_p'$ en $f\mu_p''$, dwz. $(f/\mu')(\mu'^2 + \mu''^2)$ en $(f/\mu'')(\mu'^2 + \mu''^2)$, voor alle frequenties in het betrokken gebied niet beneden bepaalde waarden komen, zodat dus de grote afneming van het reële deel μ' van de permeabiliteit boven de ferromagnetische resonantiefrequentie

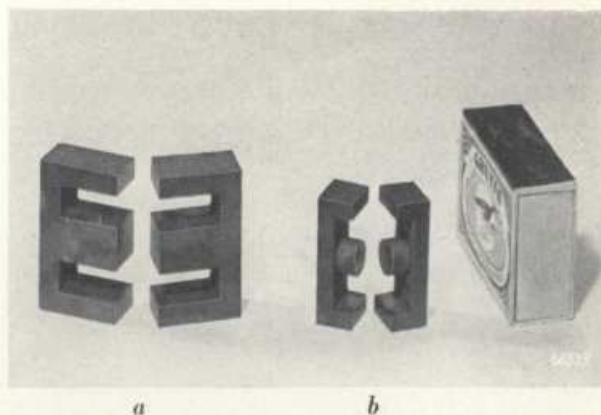


Fig. 10. Ferroxcube-kernen voor hoogfrequenttransformatoren met grote bandbreedte. De linkse kern (a) wordt toegepast in een systeem voor 48 kanalen (12-200 kHz); de rechtse kern (b) in een coaxiaal systeem (0,3-4 MHz).

geen beletsel is voor het gebruik van Ferroxcube als kernmateriaal voor de hier bedoelde transformatoren.

In fig. 10 zijn twee Ferroxcube-kernen, zoals ze in deze transformatoren gebruikt worden, afgebeeld. De in deze figuur weergegeven kernen worden resp. voor een 48-kanalen systeem (12-200 kHz) en een coaxiaal systeem (0,3-4 MHz) gebruikt. De homogeniteit van Ferroxcube biedt hier de mogelijkheid de kern uit twee stukken samen te stellen, waardoor het wikkelen van de spoelen in sterke mate vereenvoudigd wordt. Door de tegen elkaar liggende einden van de twee delen van de kern vlak te slijpen, kan men deze zo goed aan elkaar doen sluiten dat er slechts een uiterst kleine luchtspleet overblijft; deze is inderdaad zo klein dat de effectieve permeabiliteit slechts 10% kleiner is dan de permeabiliteit van het materiaal.

Toepassingen op radiogebied

Ook in de radiotechniek hebben Ferroxcube-materialen hun plaats weten te veroveren en ook hier weer dank zij de grote permeabiliteit en de kleine verliezen.

Zij worden hier meestal gebruikt in de vorm van kleine staafjes en buisjes, en blijken vooral in het gebied van niet te hoge frequenties veel voordelen te bieden boven poedervormige materialen.

In fig. 11 wordt een voorbeeld gegeven van de toepassing van Ferroxcube in een middenfrequent-bandfilter. De zelfinductie van de spoelen (S) kan worden afgestemd door verschuiving van Ferroxcube-staven ten opzichte van deze spoelen door middel van uitwendige schroeven. Elk van de staven wordt in zijn positie gehouden door middel van een veertje (V) en twee korte glazen staafjes.

Om nu de verliezen in het aluminium omhulsel

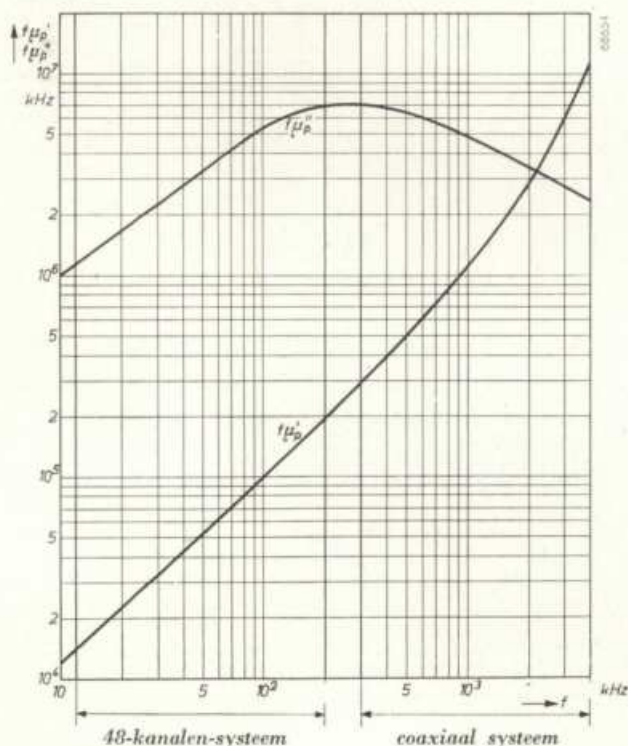


Fig. 9. De grootheden $f\mu_p'$ en $f\mu_p''$ voor de in fig. 10b afgebeelde transformator kern van Ferroxcube III^A, als functie van de frequentie.

⁴) De grootheden μ_p' en μ_p'' die men uit deze krommen zou aflezen zijn geen materiaalgrootheden doch gelden, ten minste voor frequenties boven 1 MHz, uitsluitend voor de hier bedoelde transformator kern. Dit komt door de in I genoemde dimensionnelle resonantie-effecten.

van het filter te reduceren, is elke spoel omgeven door drie staafjes van Ferroxcube (F), de zg. palissade-afscherming. Immers, ten gevolge van de hoge permeabiliteit van het Ferroxcube zal een groot gedeelte van het veld in de staafjes geconcentreerd zijn, zodat de magnetische flux door het aluminium omhulsel kleiner wordt en dus ook de verliezen hierin afnemen.

Wat men op deze wijze kan bereiken, blijkt het beste uit de volgende gegevens (zie ook fig. 12). Een tot nu toe gebruikt bandfilter van cilindrische vorm, waarin geen Ferroxcube was verwerkt, had bij een volume van 64 cm^3 een kwaliteit $Q = 206$ bij 452 kHz. Voor de bandfilters waarin Ferroxcube is verwerkt, geldt:

type 5730: cilindrische vorm; volume = $34,5 \text{ cm}^3$; bij 452 kHz is $Q = 226$;

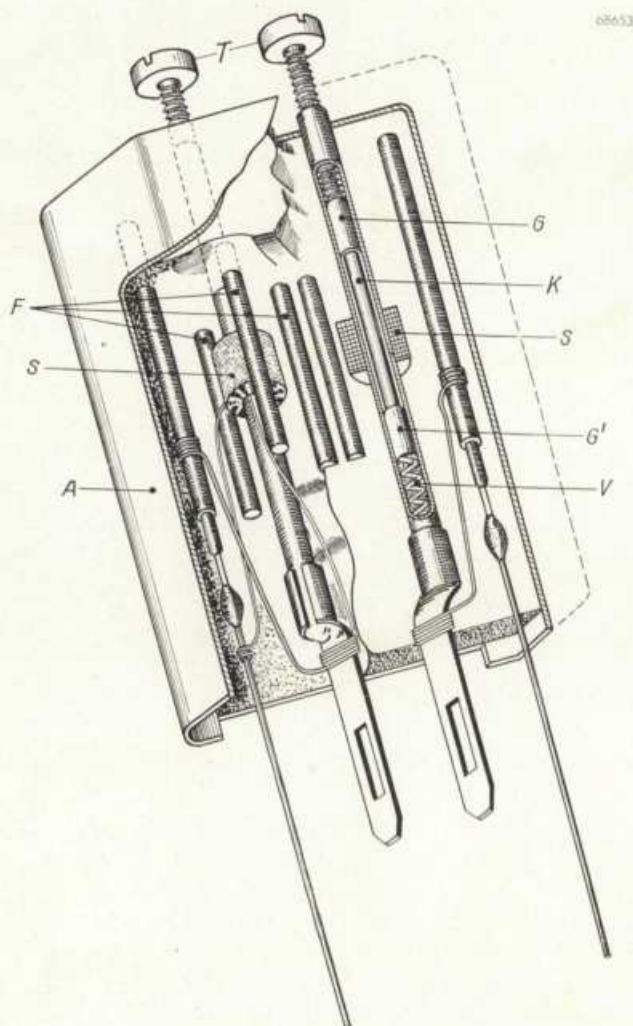


Fig. 11. Middenfrequentbandfilter. S spoelen, K Ferroxcube-kernen, die via glazen staafjes G met behulp van de schroeven T verschoven kunnen worden. Zij worden door middel van veertjes V via glazen staafjes G' in de gewenste positie vastgehouden. De Ferroxcube staafjes F vormen de zg. palissade-afscherming, die de verliezen in het aluminium omhulsel A klein houdt. De staafjes geheel rechts en links in het omhulsel zijn getrokken condensatoren (vgl. Philips techn. T. 13, 145-151, 1951 (No. 6)).

type AP 1000: prismatische vorm; volume = $8,75 \text{ cm}^3$; bij 452 kHz is $Q = 174$.

Toepassingen op televisiegebied

Ferroxcube heeft op televisiegebied alom een belangrijke toepassing gevonden bij de constructie van de apparatuur voor het opwekken van de hoge anodespanning voor de kathodestraalbuis. De meest voor de hand liggende methode, het transformeren en gelijkrichten van de netspanning, stuit op grote bezwaren. Deze zijn te wijten aan het feit dat de constructie van een transformator voor een dergelijke hoge spanning wegens de grote hoeveelheden zeer dun draad uiterst kostbaar zou zijn. Ook wordt de gelijkrichter voor een dergelijke apparatuur veel te groot en te zwaar. Aangezien nu het vermogen waar het hier om gaat zeer klein is, is er een andere oplossing voor dit probleem gevonden, die in de vorm waarin hij gebruikt wordt voor projectie-televisie reeds eerder in dit tijdschrift is behandeld ⁵⁾.

Dank zij het feit, dat de verliezen in een Ferroxcube-kern ook in het kHz-gebied slechts klein zijn, heeft men de mogelijkheid de gewenste hoge spanningen te verkrijgen door gebruik te maken van de spanningspiek die in een kring van een zelf-inductie met zijn eigen capaciteit optreedt wanneer men de stroom door de spoel plotseling onderbreekt.

Bij televisietoestellen voor direct zicht ligt de benodigde spanning tussen 8 en 14 kV en is het gebruikte vermogen klein ten opzichte van het vermogen dat voor de afbuiging nodig is. Daarom kan men hier de gewenste spanning verkrijgen door gebruik te maken van de spanningspieken die optreden bij de terugslag van de horizontale afbuiging. De anodespanning van de kathodestraalbuis is hiervan dus als het ware een bijproduct.

Voor projectie-televisietoestellen is een spanning van 25 kV vereist en is het benodigde vermogen weliswaar ook klein, maar toch wel vergelijkbaar met het voor de afbuiging gebruikte vermogen. Daarom past men hier voor het opwekken van de anodespanning een afzonderlijke installatie toe, die uitvoerig in het in noot ⁵⁾ aangehaalde artikel is beschreven.

We willen nog opmerken, dat ook hier weer, dank zij de bijzondere eigenschappen van Ferroxcube, constructies kunnen worden toegepast die vroeger slechts ten koste van heel veel ruimte en overeenkomstig veel materiaal en geld te realiseren waren geweest.

⁵⁾ H. J. Siezen en F. Kerkhof, Philips techn. T. 10, 157, 1948.

Andere toepassingen

Van de kleine verliezen in Ferroxcube bij hoge frequenties wordt ook gebruik gemaakt om wisselvelden van hoge frequentie (van de orde van 0,5 MHz) op bepaalde plaatsen te concentreren, bijv. ten behoeve van hoogfrequentverhitting. Door aan de kernen zeer speciale vormen te geven, kan men bereiken, dat bepaalde delen van een werkstuk verhit worden terwijl andere, betrekkelijk dichtbij gelegen delen, op lagere temperatuur blijven.

nantie-absorptie de kwaliteit Q van de holte aanzienlijk dalen. Brengen we vervolgens een veld aan dat het ferromagnetische materiaal polariseert, dan zal de kwaliteit Q voor zeer speciaal geprepareerde Ferroxcube-materialen hierdoor weer aanzienlijk kunnen toenemen. Behalve van het gebruikte materiaal (en tot op zekere hoogte van de gebruikte hoge frequentie) hangt deze toename af van de sterkte van het polariserend veld. Laat men de sterkte van het polariserend veld

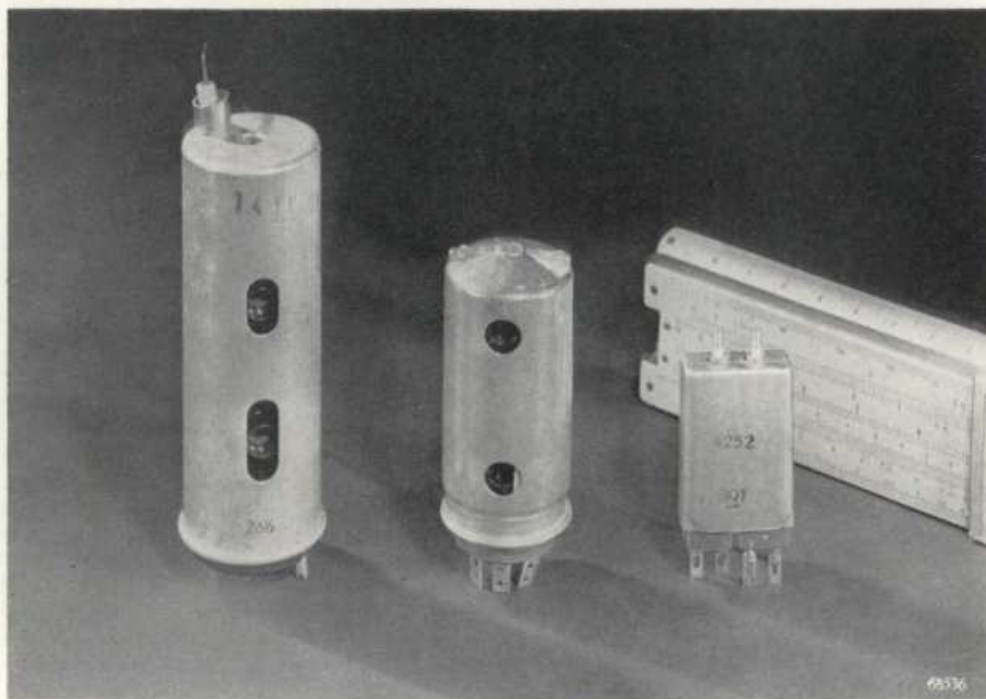


Fig. 12. Middenfrequentbandfilters voor radiotoestellen.

Links: een oud type zonder gebruik van Ferroxcube. Volume: 64 cm^3 ; $Q = 206$ bij 452 kHz.

Midden: type 5730. Volume: $34,5 \text{ cm}^3$; $Q = 226$ bij 452 kHz.

Rechts: type AP 1000. Volume: $8,75 \text{ cm}^3$; $Q = 174$ bij 452 kHz.

Ten slotte zijn er nog een aantal toepassingen, die niet berusten op de kleinheid van de verliezen in Ferroxcube beneden de ferromagnetische resonantiefrequentie, doch juist op het feit dat deze heel groot zijn boven deze frequentie. Bovendien wordt bij deze toepassingen profijt getrokken van de grote soortelijke weerstand van Ferroxcube. Deze mogelijkheden zijn nog nauwelijks bestudeerd, zodat zij tot nu toe niet op grote schaal in toepassing zijn gebracht.

Bij voorbeeld kan men Ferroxcube gebruiken voor modulatie bij zeer hoge frequenties⁶⁾. Als men een stuk Ferroxcube in een trilholtte brengt, dan zal ten gevolge van de ferromagnetische reso-

volgens een laagfrequent signaal variëren, dan krijgt men dus door de variatie van Q een amplitudemodulatie van het hoogfrequente wisselveld met dat signaal.

Van de grote diëlectrische en magnetische verliezen van Ferroxcube bij frequenties boven de ferromagnetische resonantiefrequentie kan men ook profijt trekken als men een gelijkspanning of laagfrequente wisselspanning wil binnenvoeren in een trilholtte waaruit geen hoogfrequent wisselveld naar buiten mag lekken (denk bijv. aan een meetzender voor frequenties van 1000 MHz of nog hoger). Men kan hiervoor een stuk van een coaxiale kabel gebruiken dat gevuld is met Ferroxcube; voor de centrale geleider, die de gelijkstroom draagt, neemt men in dit geval een geëmailleerde draad.

⁶⁾ H. G. Beljers, W. J. van de Lindt en J. J. Went, J. appl. Phys. (in druk).

Zoals we al in de inleiding opmerkten, is dit overzicht van de toepassingen van Ferroxcube verre van volledig. In de eerste plaats hebben we lang niet alle gevallen vermeld waarin Ferroxcube op dit moment reeds met succes wordt toegepast en in de tweede plaats moeten we niet vergeten, dat Ferroxcube nog een betrekkelijk nieuw materiaal is, waarvan de mogelijkheden voor toepassingen nog in het geheel niet in elk opzicht zijn onderzocht.

Samenvatting. Ferroxcube-materialen zijn keramische ferromagnetische materialen met een hoge soortelijke weerstand. Ferroxcube blijkt zeer geschikt te zijn als kernmateriaal van filterspoelen voor draaggolftelefonie. Door hier een zogenaamde doosconstructie toe te passen, kan men op eenvoudige wijze voldoen aan alle eisen die men aan dergelijke filterspoelen moet stellen. Bovendien is het hier mogelijk, in tegenstelling met wat bij oude poederkernen het geval is, profijt te trekken van het feit dat de magnetische verliezen in een magnetisch circuit afnemen als men in dit circuit een luchtspleet van de juiste grootte aanbrengt. Een dergelijke constructie wordt eveneens toegepast voor Pupinspoelen. Hierdoor is men ook in staat op een originele manier de symmetrievoorwaarde te vervullen die men aan een Pupinspoel voor een fantoomcircuit moet stellen. Ondanks het feit dat het reële deel

van de permeabiliteit van Ferroxcube boven een bepaalde frequentie sterk afneemt, is dit materiaal ook geschikt als kernmateriaal voor hoogfrequenttransformatoren met grote bandbreedte, zoals deze in de draaggolftelefonie worden gebruikt. Het blijkt hiervoor alleen nodig te zijn dat de absolute waarde van de (complexe) permeabiliteit voor alle in aanmerking komende frequenties voldoende groot is.

In de radiotechniek wordt Ferroxcube o.a. in middenfrequentbandfilters gebruikt. Dank zij de betrekkelijk grote permeabiliteit van dit materiaal (vergeleken met metallische ferromagnetica in poedervorm) bieden enkele, om een spoel heen aangebrachte Ferroxcube staafjes hier reeds voldoende afscherming („palissade-afscherming“).

Voor de televisie is Ferroxcube van grote betekenis omdat het de constructie van de alom gebruikte, compacte en lichte hoogspanningsgenerator heeft mogelijk gemaakt.

Bij hoogfrequentverhitting worden Ferroxcube-kernen met voordeel toegepast om op een bepaalde plaats geconcentreerde, hoogfrequente, wisselvelden te verkrijgen.

Zelfs het feit dat de verliezen van Ferroxcube boven bepaalde frequenties zeer groot kunnen worden, kan in sommige gevallen nuttig worden gebruikt, nl. als men een materiaal nodig heeft dat bij hoge frequenties grote verliezen veroorzaakt en tevens een grote soortelijke weerstand bezit. Bij voorbeeld kan men Ferroxcube gebruiken om een amplitudemodulatie van een hoogfrequent wisselveld te verkrijgen, of als materiaal om op eenvoudige manier coaxiale kabels af te sluiten.

Samenvattend kunnen we zeggen dat Ferroxcube in vele gevallen leidt tot kleinere en goedkopere constructies dan bij gebruik van metallisch kernmateriaal mogelijk zijn. Hierdoor worden constructies realiseerbaar die men vroeger als te onhandig en te duur moest verwerpen.

THERMISCH EMITTERENDE KATHODES BIJ IMPULSBELASTING

door R. LOOSJES, H. J. VINK en C. G. J. JANSEN.

537.583:621.385.032.216

De electronica is een zo uitgebreid gebied geworden, dat diegene die zich bezighoudt met het ontwerpen van een schakeling voor een bepaald doel, er gemakkelijk toe zal komen de fysische grondslagen van zijn werkgebied geheel uit het oog te verliezen. Al behoeft dit geen beletsel te zijn voor het bedenken van steeds weer nieuwe en vernuftiger schakelingen, men dient zich toch voor ogen te houden dat fundamentele vooruitgang op elektronisch gebied slechts mogelijk is door een nauwkeurige en geduldige studie van de genoemde grondslagen. Dit zijn in de eerste plaats de fysische processen in een electronenbuis, waarvan de emissie van electronen uit de kathode een der voornaamste is. Een onderzoek van deze emissie voor het speciale geval van impulsbelasting — die voor radar zo belangrijk is — heeft aangetoond dat hierbij enkele zeer opvallende en geheel onverwachte fysische verschijnselen optreden, waarvan de consequenties op dit ogenblik nog niet geheel te overzien zijn.

In de laatste tien jaar is het gebruik van thermisch emitterende kathodes in buizen voor impulsbelasting van zeer groot belang geworden. Onder impulsbelasting wordt verstaan het intensief doen emitteren van een kathode gedurende een korte periode (bijv. 1-100 μsec) waarna een betrekkelijk lange rustpauze volgt (bijv. 1000 μsec).

De toepassing van impulsbelasting is o.a. van groot belang bij de radar. Het werken met impulsen schept hier in de eerste plaats de mogelijkheid voor een duidelijk echo-effect. Bovendien kan men bij

impulsbelasting met een slechts kleine buis tijdelijk zeer grote vermogens verkrijgen. Dit feit werd reeds omstreeks 1940 ontdekt en opende de mogelijkheid voor de snelle ontwikkeling van de radar. Hoe groot het verschil in gedrag bij impulsbelasting en bij continue belasting is, wordt duidelijk als we vermelden dat een normale oxydekathode ((BaSr)O) gedurende een microseconde stroomdichtheden van tientallen ampères per cm^2 kan leveren, terwijl bij continue belasting geen grotere emissies dan enige honderden milliampères per cm^2 mogelijk zijn.

Het is dan ook geen wonder dat dit merkwaardige gedrag van de oxydekathode door talrijke onderzoekers nader is bestudeerd¹⁾.

In deze onderzoeken zijn in hoofdzaak twee probleemstellingen te onderscheiden. Bij de ene, meer praktische, wordt de vraag gesteld waar de grenzen van de prestaties bij impulsbelasting liggen. Bij de andere, meer theoretische, vraagt men zich af, wat er gedurende een impuls in een oxydekathode plaats vindt en waardoor er een zo groot verschil tussen continue en impulsbelasting gevonden wordt.

Ondanks het intensieve onderzoek op dit gebied is het definitieve antwoord op deze laatste vragen nog niet te geven. Het onderstaande wil een beeld geven van het onderzoek dat in deze richting in het Philips Laboratorium te Eindhoven is gedaan en van de eigenaardige verschijnselen die hierbij zijn gevonden. Het eigenaardige schuilt vooral hierin dat het potentiaalverloop in de oxydelaag sterk afwijkt van dat in een normale weerstand, en dat de snelheden der electronen die uit de oxydekathode treden niet eenvoudig gespreid blijken te zijn volgens de verdeling van Maxwell (hetgeen zou betekenen dat de grootste optredende snelheidsverschillen enkele tienden eV bedragen), doch dat de uit-tredende electronen in verscheidene groepen van bepaalde snelheden blijken uiteen te vallen. De snelheden van de groepen kunnen enkele tientallen tot honderden eV verschillen.

Voordat we overgaan tot de beschrijving van de apparatuur waarmee de snelheidspectra zijn gemeten en tot bespreking van de hierdoor verkregen gegevens, willen we zeer in het kort een overzicht geven van de tot nu toe bekende resultaten van andere onderzoekers die zich met het gedrag van de thermisch emitterende kathode bij impulsbelasting hebben beziggehouden. Daarna zullen we onze onderzoeken over het potentiaalverloop in de oxydelaag van de kathode bespreken. Het zijn juist de uitkomsten hiervan geweest die de aanleiding hebben gegeven tot het onderzoek van de snelheidsverdeling. Tot slot zullen we nog nagaan wat de consequenties van de gevonden spectra voor het gebruik van kathodes bij impulsbelasting zijn.

Reeds bekende resultaten van andere onderzoekers

De in noot¹⁾ aangehaalde onderzoeken hebben een aantal praktisch en theoretisch belangrijke resultaten opgeleverd. Zo is gebleken, dat de impuls-

emissie die men maximaal uit een oxydekathode kan trekken iets boven 100 A/cm^2 gelegen is. Bovendien is gevonden dat bij een nieuwe kathode deze stroomdichtheid en de bijbehorende anodespanning beantwoorden aan een punt op dat gedeelte van de stroom-spanning-karakteristiek dat door de aanwezigheid van ruimtelading wordt bepaald (zie fig. 1, punt P). Dat men door opvoeren van de anodespanning de emissie niet nog verder kan vergroten, komt doordat er een vonkverschijnsel optreedt. Men ziet gemakkelijk dat dit vonkverschijnsel geen normale doorslag tussen kathode en anode kan zijn. Op het moment van een normale doorslag moet de veldsterkte aan het oppervlak van de kathode namelijk groot en positief in richting van de anode zijn. Dit is niet mogelijk zolang er bij de kathode een negatieve ruimtelading aanwezig is. Dit alles geldt alleen voor kathodes die nog niet lang gebruikt zijn. Bij oudere kathodes heeft men een wat lager gelegen stroom-spanning-karakteristiek, hier wordt bij voldoende hoge spanning de stroom verzadigd en treedt er een vonkverschijnsel in het verzadigingsgebied op (zie fig. 1, punt Q). Dan is aan het oppervlak van de kathode dus wel een sterk electrisch veld aanwezig dat de electronen uit de kathode trekt.

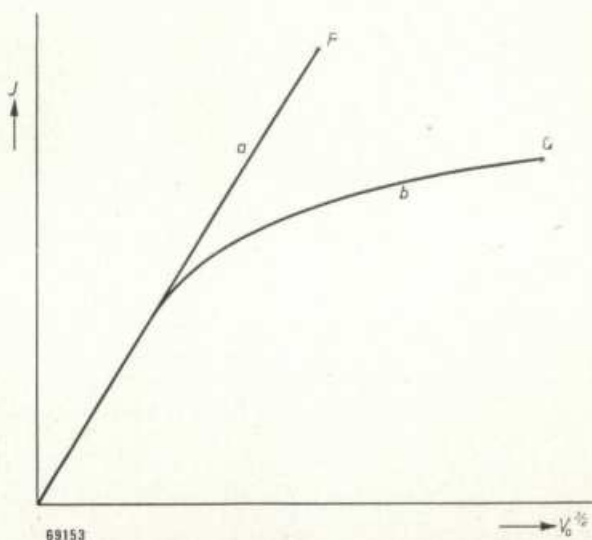


Fig. 1. Stroomdichtheid-spanning-karakteristiek van een thermisch emitterende kathode bij impulsbelasting. Bij niet te lage temperatuur en niet te hoge spanning ontstaat er door de vóór de kathode aanwezige negatieve ruimtelading een zodanig potentiaalverloop dat niet alle geëmitteerde electronen de anode bereiken. In dit geval geldt $J \sim V_a^{3/2}$ (formule van Langmuir-Child). Bij vergroting van de anodespanning V_a boven een bepaalde waarde heeft de ruimtelading geen invloed meer op de emissie en treedt de zogenaamde verzadiging op. In de karakteristiek, waarin J tegen $V_a^{1/2}$ is uitgezet, blijkt dit door afwijking van een rechte lijn. Bij een nieuwe kathode (kromme a) treedt een vonkverschijnsel op in dat gedeelte van de karakteristiek dat door ruimtelading wordt bepaald (P); bij een oude kathode (kromme b) treedt een vonkverschijnsel op in het verzadigingsgebied (Q).

¹⁾ Zie bijv. E. A. Coomes, J. appl. Phys. 17, 646, 1946. M. H. Pomerantz, Proc. I.R.E. 34, 903, 1946. A. S. Eisenstein, Advances in Electronics 1, 1, 1948.

Behalve de maximale stroomdichtheid is de elektrische weerstand van de oxydelaag een belangrijke eigenschap. Hierdoor wordt immers de extra-verwarming van de kathode bij doorgang van de emissiestroom bepaald. Juist bij impulsbelasting kan deze extra-verwarming (die evenredig is met de weerstand R en het kwadraat van de stroomsterkte i) reeds aanzienlijk zijn bij gemiddelde stroomsterkten die bij continue belasting slechts een gering warmte-effect zouden geven. Een temperatuurstijging van 50°C ten gevolge van de stroomdoorgang is voor een kathode bij impulsbelasting geen uitzondering.

Het is gebleken dat behalve de normale elektrische weerstand van de gehele oxydelaag nog extra-weerstanden in het grensgebied tussen de metalen onderlaag en het oxyde kunnen optreden. Deze weerstanden kunnen groter zijn dan die van de oxydelaag zelf, waardoor een groot potentiaalverval in de grenslaag kan optreden, dat weer ten gevolge heeft dat het grootste deel van de Joule-warmte in de grenslaag ontwikkeld wordt. Men neemt aan dat de combinatie van hoge temperatuur en grote veldsterkte de oorzaak kan zijn voor het ontstaan van een vonk.

De grote weerstand in de grenslaag wordt veroorzaakt door producten van de reactie tussen enerzijds de oxydelaag en anderzijds de reducerende bestanddelen (bijv. Al, Si, Ti), die als verontreinigingen in de hoofdzakelijk uit Ni bestaande onderlaag (het kathodenikkel) voorkomen. Met andere woorden: de laag met grote weerstand bestaat uit bariumaluminaat, -silicaat, -titanaat en dergelijke. Aangezien zulke reductie-reacties onmisbaar zijn voor een goede emissie van een oxydekathode, de laag van grote weerstand echter wegens zijn invloed op het ontstaan van een vonk ongewenst is, heeft men aan de ene kant gezocht naar een vermindering van de invloed van de laag met grote weerstand, aan de andere kant naar reducerende materialen die een dergelijke laag in het geheel niet vormen. Zoals aanstonds zal blijken, hebben onze onderzoekingen enig licht verschaft wat betreft het laatstgenoemde punt, het vermijden van de laag met grote weerstand. Een vermindering van de invloed van de laag van grote weerstand is bereikt in constructies waarbij in de oxydelaag een geheel geraamte van nikkel wordt ingebouwd²⁾. Hierdoor wordt de tussenlaagweerstand verminderd, ten gevolge van het vergrote aanrakingsoppervlak tussen nikkel en oxyde.

Na deze korte schets van de stand van zaken gaan wij nu over tot het bespreken van eigen onder-

zoekingen en van de hierbij gevonden tot nu toe onbekende verschijnselen, die van belang kunnen zijn bij het verklaren van het optreden van de verwarming in de oxydelaag en van het hierboven genoemde vonkverschijnsel.

Het potentiaalverloop in de oxydelaag

Meetmethode

Om het potentiaalverloop in de oxydelaag tijdens een stroomimpuls te onderzoeken, zijn twee methodes toegepast. De eerste methode³⁾ was er op gericht een ongestoord beeld van de totale potentiaalsprong over de gehele dikte van de oxydelaag te verkrijgen. Voor dit doel werden diodes met een vlakke kathode en een verschuifbare anode gebruikt (zie fig. 2). Men bepaalt bij een zekere impulsstroom de spanning tussen kathode en anode (V_a) terwijl men de anode stap voor stap de kathode laat naderen. Het gevonden verband tussen V_a en de afstand anode-kathode werd naar de afstand nul geëxtrapoleerd, op goede gronden veronderstellend, dat het zo gevonden potentiaalverschil de spanning over de oxydelaag is⁴⁾.

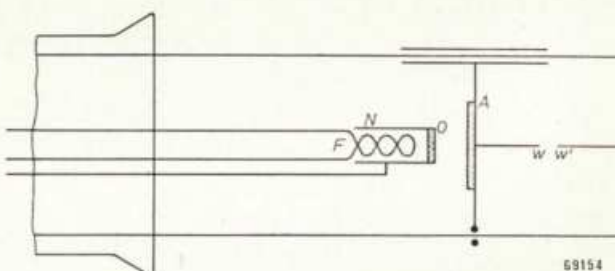


Fig. 2. Diode voor het meten van het potentiaalverval over de oxydelaag. F gloeidraad, N kathodenikkel, O oxydelaag, A verschuifbare anode. De afstand tussen anode en kathode wordt uit de afstand tussen de punten W en W' bepaald.

Men zou zich kunnen afvragen of het niet eenvoudiger en directer ware geweest de meting van het potentiaalverschil uit te voeren terwijl de anode tegen de kathode aan gedrukt is. Dit is inderdaad ook gedaan; bij vergelijking van het aldus verkregen resultaat met de door extrapolatie naar de afstand nul verkregen waarde van het potentiaalverval over de kathode bleek echter dat de twee gevonden potentiaalverschillen aanzienlijk van elkaar afweken. Hieruit werd geconcludeerd dat de onder normale impulsbelasting in de kathode aanwezige toestand door aanraking van de kathode met de anode

²⁾ Dergelijke kathodes zijn eigenlijk in de eerste plaats gemaakt om de hechting van het oxyde aan het nikkel te verbeteren. Men vreesde nl. dat sterke elektrische velden het oxyde zouden kunnen lostrekken.

³⁾ R. Loosjes en H. J. Vink, Philips Res. Rep. 2, 190, 1947.

⁴⁾ De gronden die aan te voeren zijn voor de juistheid van het door extrapolatie verkregen resultaat zijn uiteengezet in het in noot ³⁾ aangehaalde artikel.

ernstig wordt verstoord, welke conclusie nog gesteund wordt door het feit dat bij het tegen elkaar aan drukken van anode en kathode vonkjes te zien zijn.

Door behalve het potentiaalverval V over de oxydelaag ook de uit de kathode tredende stroom per cm^2 (J) te meten, zijn de in fig. 3 gegeven J - V -karakteristieken bij verschillende temperaturen gevonden. Uit de grafiek is te zien, dat zeer grote potentiaalverschillen (enige honderden volts) in de oxydelaag kunnen bestaan.

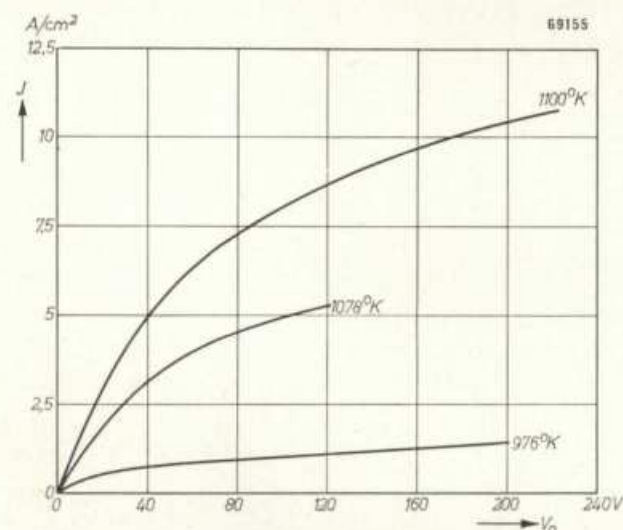


Fig. 3. Stroomdichtheid-spanning-karakteristieken van een oxydekathode bij impulsbelasting, voor verschillende temperaturen. Uitgezet is de spanning V_0 over de gehele oxydelaag tegen de stroomdichtheid J . Totale dikte van de oxydelaag 25μ .

De volgende vraag is nu, hoe dit potentiaalverval over de laagdikte verdeeld is: gelijkmatig over de gehele dikte als bij een normale weerstand, dan wel gelocaliseerd in een bepaald gedeelte van de laag (bijv. de grenslaag tussen nikkel en oxyde).

Om dit potentiaalverloop na te gaan, hebben wij in de oxydelaag een of meer metalen sonden aangebracht. Aan deze werkwijze kleef weliswaar het bezwaar dat ondanks de fijnheid van de gebruikte draadjes (dikte 8μ) deze de toestand in de oxydelaag aanzienlijk zouden kunnen storen. Nochtans nemen wij aan, dat de gevonden resultaten het potentiaalverloop in de kathode in grote trekken juist weer geven.

Fig. 4 geeft een beeld van de potentiaalverschillen die, bij verschillende stroomdichtheden, gevonden werden tussen de metalen onderlaag van een kathode en drie sonden op afstanden van resp. 35μ , 85μ en 180μ van de onderlaag. (De proeven werden gedaan met een kathode bedekt met een oxydelaag van 270μ dikte.) Het valt direct op dat het potentiaalverschil tussen het kathodenikkel en de eerste sonde en dat tussen de tweede sonde en de eerste van

dezelfde orde van grootte zijn. Dit wil zeggen dat er in ons geval geen extra groot potentiaalverval tussen metalen onderlaag en eerste sonde optreedt, zoals door andere onderzoekers veelal gevonden is.

Aangezien het totale potentiaalverschil over de oxydelaag reeds bij een laagdikte van 25μ veel groter is dan de bovenvermelde potentiaalverschillen tussen sonden en nikkel (zie fig. 3), moeten we concluderen dat het door ons gevonden potentiaalverval over de gehele laag in hoofdzaak ergens bij het oppervlak gelocaliseerd is. De potentiaal als functie van de afstand tot de metalen onderlaag moet in een diode tijdens een impuls dus een verloop hebben als in fig. 5a geschetst is. Ter vergelijking is ook weergegeven hoe meestal het potentiaalverloop wordt geacht te zijn (fig. 5b). Het ontbreken van een gebied met grote weerstand in de grenslaag tussen metaal en oxyde moet waarschijnlijk aan het door ons gebruikte kathodenikkel toegeschreven worden. Dit bevatte als verontreiniging hoofdzakelijk $0,1$ tot $0,2 \%$ magnesium en verder enig silicium. De grenslagen met grote weerstand zijn gevonden bij gebruik van nikkel dat voornamelijk silicium of chromium bevatte. Terugkomend op de opmerking in de inleiding, zien we dus dat er nikkelsoorten bestaan waarbij het optreden van een grenslaag met grote weerstand vermeden kan worden.

Wij wilden nu de hierboven genoemde conclusie omtrent een laag met grote weerstand dicht bij het oppervlak toetsen, door een effect te onderzoeken dat een gevolg moest zijn van een potentiaalverdeling als in fig. 5a. Wegens de zeer poreuze structuur van de oxydelaag (50 tot 80% poriën; zie ook fig. 11) moet men namelijk veronderstellen dat de geëmitteerde electronen niet alleen vertrekken van het oppervlak, maar ook van plaatsen meer binnen

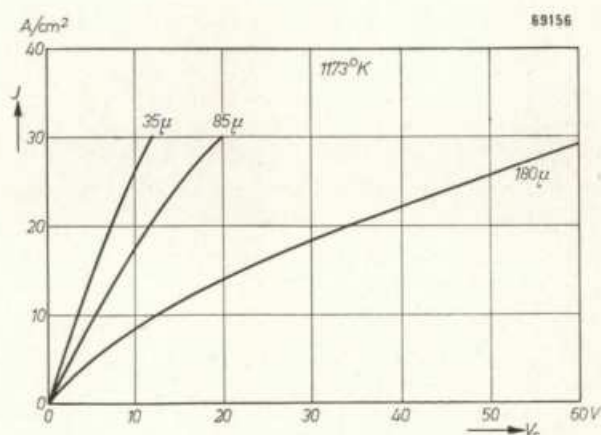


Fig. 4. Potentiaalverschil V_s tussen metalen onderlaag en sonden in de oxydelaag, als functie van de stroomdichtheid J . Zoals is aangegeven, behoren de verschillende lijnen bij sonden die op afstanden van resp. 35μ , 85μ en 180μ zijn aangebracht.

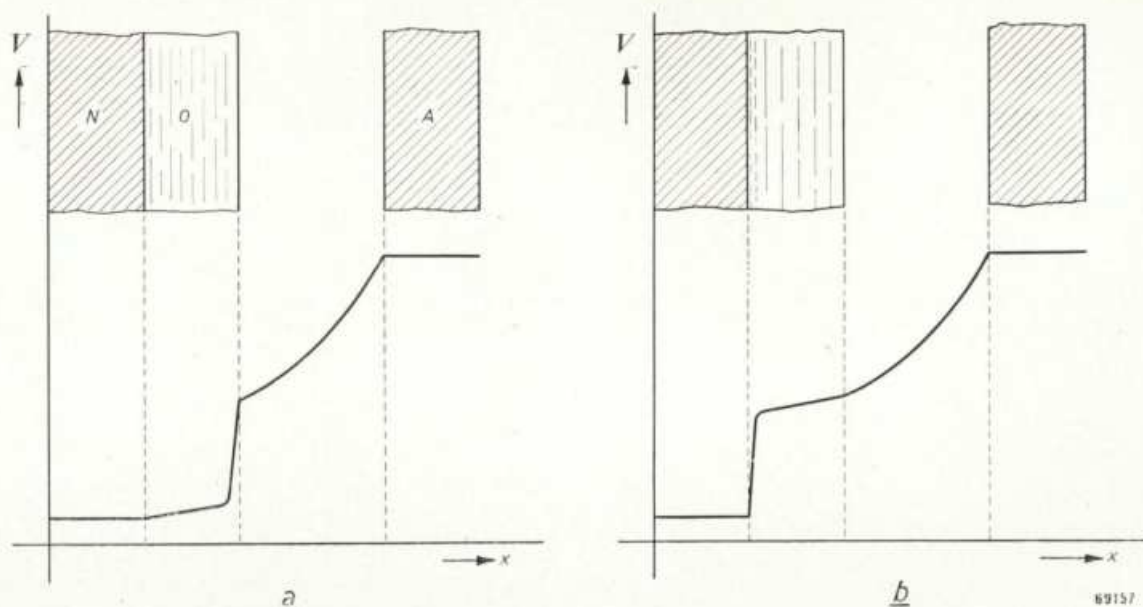


Fig. 5. Potentiaalverloop in een diode tijdens een impuls, volgens eigen metingen (a) en volgens Eisenstein (b) (zie artikel aangehaald in ¹). N metalen onderlaag, O oxydelaag, A anode.

in de laag. Aangezien deze laatste een vrij groot potentiaalverschil doorlopen alvorens aan het oppervlak te komen, was te verwachten dat de geëmitteerde electronen snelheden hebben die onderling tientallen electronvolts verschillen. De snelheidsverdeling van de electronen moet dus sterk afwijken van een verdeling volgens Maxwell, die, zoals we reeds zeiden, bij de werkt temperatuur van 800 °C verschillen van slechts enige tienden electronvolts impliceert. Om deze reden zijn wij er toe overgegaan, de snelheidsverdeling van de geëmitteerde electronen te onderzoeken.

De snelheidsverdeling der geëmitteerde electronen

Beschrijving van de meetbuis

Om de snelheid der geëmitteerde electronen zo goed mogelijk te kunnen meten, werd een speciale buis geconstrueerd (zie fig. 6). De belangrijkste onderdelen van de buis zijn: de kathode (K), de anode (A) met een ronde opening van 200 μ diameter, een afschermplaat (B) met een ronde opening van 4 mm diameter, en een opvangplaat (C) met een rechte spleet van 24 $\times$ 0,3 mm. Achter de opvangplaat bevinden zich afbuigplaten (D) en ten slotte een fluorescerend scherm (Fl).

Fig. 7 geeft een overzicht van de volledige opstelling waarmee de metingen werden verricht.

Werking van de meetbuis

Als men de kathode op een negatieve potentiaal ten opzichte van de anode brengt, zal een gedeelte van de electronen die naar de anode lopen, door het

gaatje in de anode in de equipotentiaalruimte achter de anode treden. Ten gevolge van de lenswerking van het anodediafragma en van de electrostatische afstoting der electronen onderling zal de bundel spreiden. Hierdoor zal weer slechts een deel van de bundel de spleet in het scherm C passeren. Als de

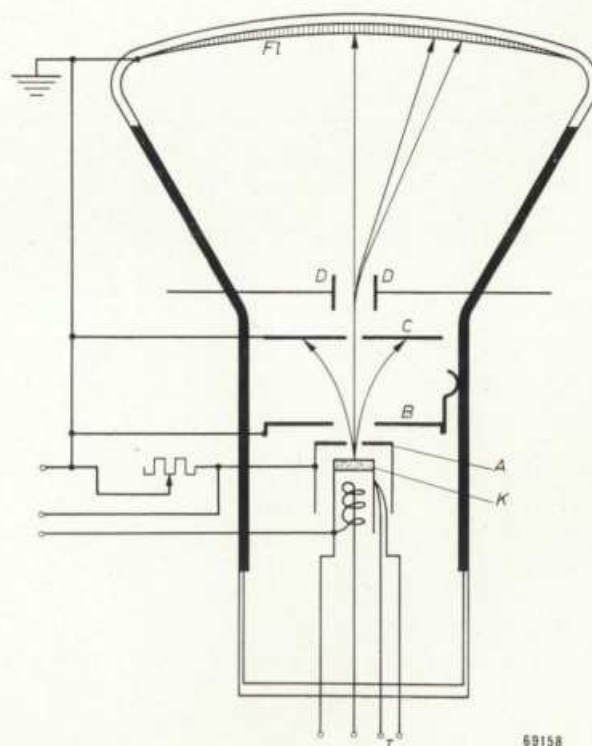


Fig. 6. Buis voor het bepalen van de snelheidsverdeling der geëmitteerde electronen. K kathode, A anode, B afschermplaat, C opvangplaat, D afbuigplaten, Fl fluorescerend scherm, T thermokoppel.

afbuigplaten beide de potentiaal van de anode hebben, zal de electronenbundel een scherp beeld van de spleet op het fluorescerende scherm vormen. Wordt tussen de afbuigplaten een potentiaalverschil aangebracht, dan zal de plaats waar een electron het scherm *Fl* treft afhangen van zijn snelheid: het beeld van de spleet zal overgaan in een spectrum. Uit de zo verkregen spectra is nu

bij een temperatuur van bijv. 925°C ⁵⁾ weliswaar niet identiek zijn met het in fig. 8b gegeven spectrum, maar dat dit spectrum wel representatief is voor het gedrag van de meerderheid van verschillende (BaSr)O-kathodes bij die temperatuur.

In de spectra van een tantaalkathode of een L-kathode⁶⁾ (die beide metallische kathodes zijn zonder bedekking met oxyden) zien wij slechts

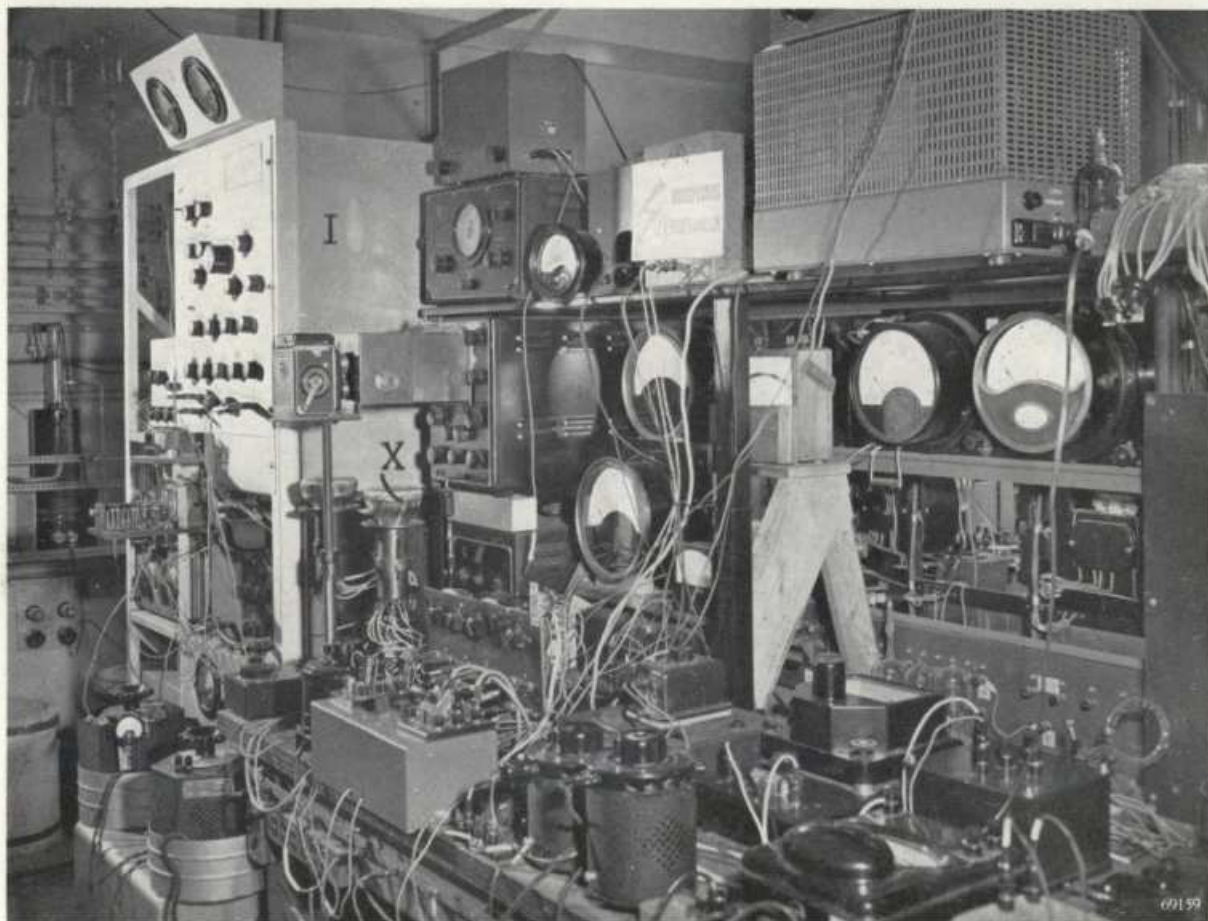


Fig. 7. Opstelling voor het meten der electronensnelheidspectra. X meetbuis, I impulsgenerator.

inderdaad gebleken dat normale oxydekathodes ((BaSr)O) tijdens een rechthoekige impuls electronen emitteren met snelheden die in sommige gevallen tweehonderd electronvolts verschillen.

We zullen nu overgaan tot een nadere bespreking van de gevonden snelheidspectra.

Gevonden spectra

In fig. 8 zijn een aantal typerende electronensnelheidspectra weergegeven. Behalve dat van een (BaSr)O-kathode zijn de spectra van een aantal andere kathodesoorten onderzocht. Opgemerkt dient te worden dat de spectra van verschillende kathodes bedekt met hetzelfde oxyde (bijv. (BaSr)O)

één scherpe lijn, dus electronen van één snelheid, en deze snelheid komt overeen met die welke de electronen ten gevolge van de versnelling in het veld tussen kathode en anode moeten hebben. Dit alles is in overeenstemming met de verwachting, aangezien we de verdeling der snelheden volgens Maxwell niet kunnen waarnemen en deze metalen kathodes geen merkbare weerstand bezitten; dit betekent dat alle electronen afkomstig zijn van plaatsen met nagenoeg dezelfde potentiaal. Tevens

⁵⁾ Alle opgegeven temperaturen zijn gemeten met thermokoppels (zie *T* in fig. 6), het zijn dus zg. ware temperaturen.

⁶⁾ Zie H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Een nieuwe thermisch emitterende kathode voor zware belastingen, Philips techn. T. 11, 349-358, 1949.

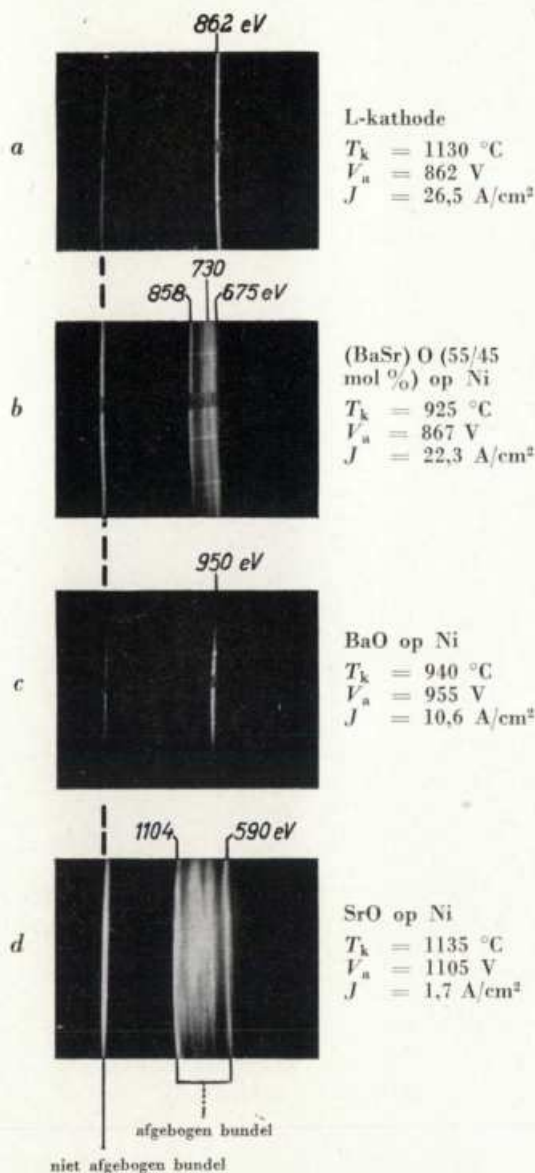


Fig. 8. Electronensnelheidspectra voor verschillende soorten kathodes bij rechthoekige impulsbelasting. Impulsbreedte $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ sec. De impulsfrequentie is in de gevallen a, b, c en d resp. 1000, 500, 1000 en 6000 Hz. De dikte van de oxydelaag bedraagt in de gevallen b, c en d ongeveer 60 μ .

tonen deze spectra aan, dat de door ons gebruikte buizen niet op een of andere wijze „valse” lijnen, bijv. door secundaire emissie van de anode, veroorzaken.

Het spectrum van de normale oxydekathode ((BaSr)O) vertoont het reeds in de inleiding genoemde merkwaardige verschijnsel dat niet alleen een grote spreiding van de electronensnelheden optreedt (die op grond van het gevonden potentiaalverloop in de oxydelaag was te verwachten) doch dat er discrete lijnen aanwezig zijn, dat wil zeggen de electronen zijn in groepen van bepaalde snelheid verdeeld. Verder is te zien dat zelfs de snelste electronen nog een kleinere snelheid bezitten dan die welke maximaal bereikt kan worden (V_a). De ligging

van de lijnen zoals deze hier te zien is — twee dicht bij elkaar liggende aan de „langzame” zijde van het spectrum en één vrij scherpe aan de „snelle” zijde — wordt in de meeste gevallen gevonden. Soms echter neemt men ook spectra met één, twee of meer lijnen waar. Een continue ondergrond is steeds aanwezig.

Vergeleken met het spectrum van een (BaSr)O-kathode is het spectrum van een BaO-kathode zeer eenvoudig. Evenals bij de metalen kathodes is hier slechts één lijn aanwezig en de snelheid van de electronen verschilt slechts enkele eV van de maximaal bereikbare. In tegenstelling hiermee vertoont een SrO-kathode een zeer breed en verworven lijnenspectrum. Het spectrum van een ThO₂-kathode bestaat echter steeds uit slechts één scherpe lijn.

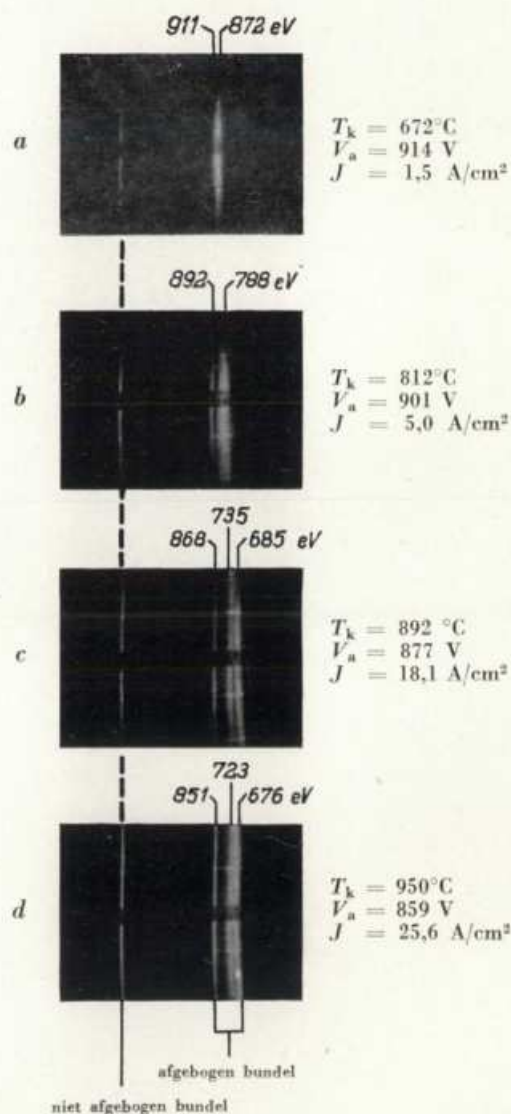


Fig. 9. Electronensnelheidspectra van een (BaSr)O-kathode (55/45 mol %) bij verschillende temperaturen; rechthoekige impulsbelasting. Impulsbreedte $1,9 \cdot 10^{-6}$ sec. Impulsfrequentie 1000 Hz.

Tot nu toe hebben we een eventuele invloed van de temperatuur op het karakter van de spectra buiten beschouwing gelaten. In fig. 9 zijn spectra van een (BaSr)O-kathode bij verschillende temperaturen afgebeeld. Opmerkelijk is dat de spreiding als functie van de temperatuur een maximum vertoont. Beneden 640°C wordt geen spreiding waargenomen, de sterkste spreiding treedt op bij ongeveer 850°C .

Ten slotte hebben wij ook nog onderzocht hoe het snelheidsspectrum van de (BaSr)O-kathode afhangt van de stroomdichtheid. De resultaten van deze metingen zijn samengevat in fig. 10. Hier zijn

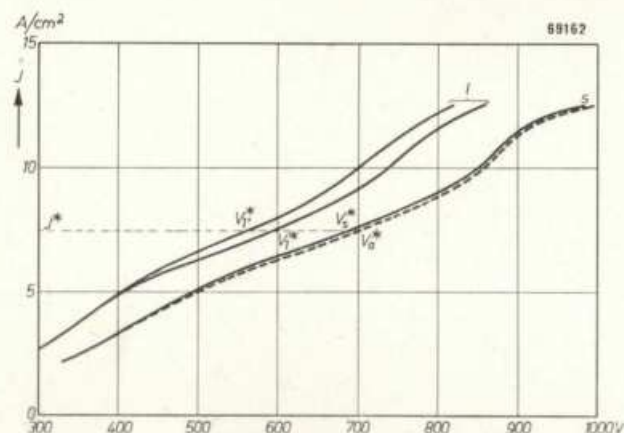


Fig. 10. Stroomdichtheid-spanning-karakteristieken voor de verschillende electronengroepen van een (BaSr)O-kathode. Uitgezet is het spanningsverschil dat elke electronengroep heeft doorlopen als functie van de totale stroomdichtheid. l „langzame lijnen“, s „snelle lijnen“. De gestippelde lijn geeft de anodespanning als functie van de totale stroomdichtheid. Deze lijn is dus de normale karakteristiek van de diode. De grafiek moet als volgt worden gelezen (zie de in de figuur aangegeven punten): bij een stroomdichtheid J^* en een anodespanning V_a^* vertoont het spectrum electronengroepen met snelheden (in eV): V_1^* , V_2^* , V_3^* , V_4^* .

tegen elkaar uitgezet het spanningsverschil dat elke electronengroep heeft doorlopen en de totale stroomdichtheid. De gestippelde lijn geeft het verband tussen de anodespanning en de totale stroomdichtheid.

Uit deze krommen is te zien, dat in het algemeen bij groter wordende stroomdichtheid de spreiding van de electronensnelheden toeneemt. Tevens valt op dat reeds spreiding optreedt bij stroomdichtheden die behoren bij het meest linkse gedeelte van de stroomdichtheid-spanning-karakteristiek van de diode, met andere woorden dat gedeelte waar de stroom bepaald wordt door ruimtelading (zie ook fig. 1). Aan fig. 10 valt verder nog op, dat de (gestippelde) karakteristiek van de diode voorbij het verzadigingsgebied weer naar boven toe omhoogt. Dit is een verschijnsel dat reeds eerder bij oxydekathodes met impulsbelasting is waargenomen (abnormaal Schottky-effect). In dit gedeelte van

de karakteristiek blijkt de kathode het sterkst te worden verwarmd.

Deze opsomming van een zo groot aantal ongecorreleerde feiten is misschien enigszins verwarrend. Helaas is het niet mogelijk een theoretisch beeld te geven dat alle gevonden verschijnselen in een overzichtelijk geheel samenvoegt. Wel kan men echter voor een aantal verschijnselen een verklaring geven, terwijl men, wat betreft andere verschijnselen, genoeg moet nemen met enkele opmerkingen die slechts de richting aangeven waarin men een eventuele verklaring moet zoeken.

Mogelijke verklaring van de gevonden verschijnselen

In de eerste plaats moeten we trachten te begrijpen, waardoor een (BaSr)O-kathode gedurende een stroomimpuls aan zijn oppervlak een laag van grote weerstand bezit. Op goede gronden nemen wij aan dat het optreden van de laag van grote weerstand nauw samenhangt met het mechanisme dat voor de electronengeleiding in de oxydelag verantwoordelijk is ⁷⁾. Zoals in een ander artikel ⁸⁾ uitvoerig is uiteengezet, spelen bij de electronengeleiding door de oxydelag twee processen een rol:

- 1) De geleiding door de korrels van het oxydemateriaal.
 - 2) De geleiding door de poriën tussen de korrels.
- De potentiaal die de buitenste laag van de oxydische bedekking zal aannemen is afhankelijk van de relatieve bijdragen van de twee mechanismen tot het geleidingsvermogen. Dit is als volgt in te zien. Stel eerst dat er in het geheel geen geleiding door de korrels is en dat de electronen in een aan de buitenste laag grenzende porie uitsluitend afkomstig zijn van de omringende korrels. Dan zullen door het aanbrengen van een potentiaalverschil tussen kathode en anode alle electronen uit de porie weggezogen worden. Op dit moment bestaat er dus ook geen poriëngeleiding meer. (Men kan berekenen dat de tijd die voor het „leegzuigen“ van een porie nodig is vele orden kleiner is dan de duur van een spanningsimpuls.) Door emissie uit de korrels aan het oppervlak worden dan zo lang electronen aangevuld en weer weggezogen tot de korrels in kwestie anodepotentiaal hebben gekregen, er bestaat dan dus een grote potentiaalsprong in de oppervlaktelaag. In werkelijkheid bestaat er echter zowel geleiding door de korrels als enige resterende geleiding door de poriën, zodat de in feite optredende potentiaal van de buitenste korrels zal liggen tussen die van de anode en die van de kathode. In gevallen waar de poriëngeleiding geen grote rol speelt zal het

⁷⁾ R. Loosjes en C. G. J. Jansen, *Le Vide* (in druk).

⁸⁾ R. Loosjes en H. J. Vink, *Philips techn. T.* **11**, 275, 1949.

potentiaalverloop in de oxydelaag gelijk zijn aan dat in een normale weerstand. Er zal dan geen grote potentiaalsprong aan het oppervlak van de oxydelaag optreden.

De hier gehouden redenering, volgens welke de relatieve belangrijkheid van de poriëngeleiding de grootte van de potentiaalsprong, en daarmee ook de mate van snelheidspreiding, bepaalt, wordt door de volgende feiten gestaafd. Het is bekend dat $(\text{BaSr})\text{O}$, dat een grote snelheidspreiding vertoont, een relatief belangrijke poriëngeleiding heeft. Van ThO_2 , waarbij slechts één „lijn” gevonden werd, kan aangetoond worden dat de poriëngeleiding verwaarloosbaar is.

Op deze wijze is het ook te begrijpen dat in $(\text{BaSr})\text{O}$ bij lage temperaturen (bijv. 650°C) geen abnormale snelheidspreiding gevonden wordt (zie fig. 9a). Bij deze temperatuur is namelijk ook voor dit oxyde de poriëngeleiding verwaarloosbaar. Met toenemende temperatuur wordt tot een zekere grens de poriëngeleiding steeds belangrijker, doordat de emissie sterker toeneemt met stijgende temperatuur dan het geleidingsvermogen van de korrels. Hierdoor kan dus ook het mechanisme dat de potentiaalsprong doet ontstaan in werking treden. Bij verdere verhoging van de temperatuur ontstaat er bij constante anodepotentiaal V_a vóór de kathode een ruimtelading, die een vergroting van de emissie met toenemende temperatuur beperkt. Aangezien het geleidingsvermogen van de vaste stof echter blijft toenemen, neemt de spreiding van de electronensnelheid ten slotte weer af.

Al hebben we aldus een beeld verkregen van het mechanisme volgens hetwelk de grote snelheidsverschillen tot stand komen, het feit dat het snelheidsspectrum discreet is en niet continu, is veel moeilijker te begrijpen. Een definitieve verklaring is dan ook allerm minst te geven. Een manier waarop de lijnen van het discrete spectrum zouden kunnen ontstaan is de volgende:

De electronen met snelheden corresponderend met de „snelste” lijn zouden afkomstig moeten zijn van korrels die zo diep in de laag liggen dat de geleiding daar niet meer door emissie gestoord wordt, zoals dat wel het geval is bij de korrels van de buitenste laag (zie fig. 11). Het potentiaalverschil van deze korrels ten opzichte van de metalen onderlaag wordt dus alleen bepaald door de totale geleiding van het oxyde en door de stroomdichtheid, men krijgt één spectrale lijn.

Het feit dat ook de langzame electronen in „lijnen” gegroepeerd zijn, kunnen we alleen verklaren door aan te nemen dat de verhouding tussen resterende geleiding en emissie voor alle korrels die zodanig

gelegen zijn dat ze zich kunnen gaan laden ongeveer dezelfde is.

Het optreden van juist twee „langzame” lijnen wijst er op dat er twee soorten electronen van de geladen korrels afkomen. Men zou op het eerste gezicht aan thermische en secundaire electronen kunnen denken. Secundaire electronen zullen namelijk gemakkelijk kunnen optreden

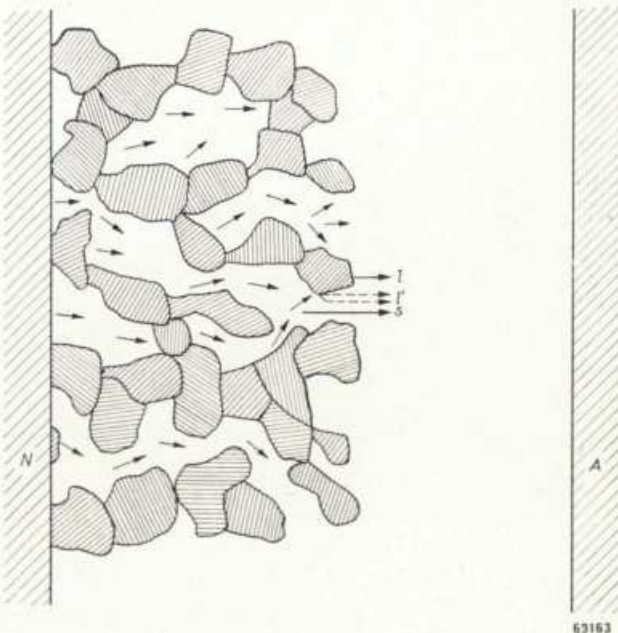


Fig. 11. Schematische dwarsdoorsnede door een oxydelaag. Ten gevolge van de poreuze structuur van de oxydelaag zijn de geëmitteerde electronen te onderscheiden in: I langzame thermische electronen, s snelle thermische electronen, I' langzame secundaire (?) electronen.

doordat er zich tussen de geladen korrels snelle electronen bevinden (afkomstig van de dieper gelegen korrels), die uit deze korrels door botsing secundaire electronen kunnen vrijmaken.

In deze vorm is de gegeven verklaring echter niet afdoende, omdat de beginsnelheid van thermische en secundaire electronen niet zoveel verschilt dat hierdoor alléén het verschil in energie van de twee „langzame” lijnen (soms enige tientallen eV) verklaard zou kunnen worden.

Consequenties van de gevonden resultaten

Het bestaan van een laag met grote weerstand aan het oppervlak van een oxydekathode heeft natuurlijk allerlei consequenties voor het gebruik.

In de eerste plaats zal de warmte-ontwikkeling ten gevolge van de stroom door het oxyde voor een groot deel in de buitenste laag er van optreden. Aangezien deze buitenste laag een betrekkelijk slecht warmtecontact met de omgeving heeft, kan de temperatuurverhoging op deze plaats aanzienlijk zijn.

De grote potentiaalgradient in de buitenste laag van het oxyde kan ook rechtstreeks invloed hebben op het gedrag van de kathode. Als we aannemen dat de potentiaal binnen een traject van 10μ (dat wil zeggen een laag van enkele korrels dikte) met 200 V verandert, dan is er in dit gebied een veld van 2×10^5 V/cm aanwezig. Het is zeer wel denkbaar, dat iets grotere veldsterkten een doorslag in de buitenste laag (die immers ook een hoge temperatuur heeft) zouden kunnen veroorzaken. Een dergelijke doorslag zou dan een vonk tussen kathode en anode kunnen inleiden. In dit beeld past het feit dat ThO_2 , dat, zoals we zagen, geen lading van het oppervlak vertoont, bekend staat als een emitterend oxyde waarbij geen vonkverschijnselen worden waargenomen. Zoals uit fig. 8c te zien is, vindt ook bij BaO geen lading van de buitenste laag plaats. Het blijkt dan ook dat de spanning die hierbij nodig is om een vonk tussen kathode en anode te veroorzaken 2 tot 3 maal zo groot is als bij $(\text{BaSr})\text{O}$ en SrO ⁹⁾.

Ook het optreden van een snelheidspreiding der electronen, die een gevolg is van het bestaan van de laag met grote weerstand, heeft consequenties voor het gedrag van de kathode. Als er namelijk vóór de kathode een ruimtelading aanwezig is, zal deze de electronen met verschillende snelheden op verschillende wijze beïnvloeden. De snelle electronen zullen vrijwel ongehinderd door de ruimteladingswolk heen kunnen dringen. De stroom ten gevolge van de snelle electronen zal dus verzadigd zijn en alleen groter worden bij verhoging van de temperatuur. Van de langzame electronen daarentegen zal slechts een gedeelte door de ruimteladingswolk heen kunnen dringen. De stroom ten gevolge van deze electronen is dus niet verzadigd en wordt door de ruimtelading bepaald. Door middel van een buis met een opvangkooi vóór het fluorescerende scherm kon de stroombijdrage van de verschillende lijnen worden gemeten. Uit het gedrag

van de zo bepaalde stroomsterkten bij vergroting van de anodespanning kon het bovengenoemde verzadigings- resp. ruimteladingskarakter van de twee electronengroepen bevestigd worden. Als gevolg van het bestaan van deze groepen moet de J - V -karakteristiek van een diode met oxydekathode $((\text{BaSr})\text{O})$ afwijken van de volgens de formule van Langmuir-Child verwachte karakteristiek ($J \sim V^{3/2}$).

We willen hier nog opmerken dat met onze meettechniek bij continue belasting in het algemeen geen abnormale snelheidspreiding is gevonden¹⁰⁾.

Samenvatting. Na een korte samenvatting van resultaten van vroegere onderzoekingen op het gebied van thermisch emitterende kathodes bij impulsbelasting wordt uitvoeriger ingegaan op eigen onderzoekingen op dit gebied. In de eerste plaats is het potentiaalverloop in de oxydelag van een kathode bij impulsbelasting onderzocht. Hierbij is gebleken, dat de laag van grote weerstand in het grensgebied tussen nikkel en oxyde, die door andere onderzoekers veelal is gevonden, in de door ons bestudeerde kathode afwezig is. Er blijkt echter bij sommige oxydekathodes, zoals $(\text{BaSr})\text{O}$ en SrO , een laag van grote weerstand op te treden aan de naar de anode gekeerde kant, hetgeen een grote potentiaalstijging in de buitenste laag van het oxyde ten gevolge heeft. Hierdoor wordt op zijn beurt een grote spreiding van de snelheden der geëmitteerde electronen veroorzaakt, die vaak enkele honderden electronvolt bedraagt. Met behulp van een speciaal geconstrueerde buis is dit snelheidspectrum voor verschillende soorten kathodes onder verschillende omstandigheden onderzocht. Het spectrum blijkt, merkwaardig genoeg, discreet te zijn. Het optreden van de laag van grote weerstand met als gevolg het bestaan van grote snelheidsverschillen is waarschijnlijk toe te schrijven aan het bestaan van twee mechanismen die voor de geleiding door de oxydelag verantwoordelijk zijn: de poriëngeleiding en de geleiding door de korrels van het oxyde. De relatieve belangrijkheid van de beide geleidingsmechanismen zal dan een bepalende invloed hebben op het al of niet optreden van de laag van grote weerstand. Voor het verschijnsel van het optreden van een snelheidspectrum van discrete lijnen is tot nu toe geen bevredigende verklaring gegeven. De gevonden grote potentiaalgradient in de buitenste laag van het oxyde kan zeer wel een der oorzaken zijn van de vonkverschijnselen die bij oxydekathodes bij impulsbelasting zijn waargenomen.

⁹⁾ E. A. Coomes, J. appl. Phys. 17, 446, 1946.

¹⁰⁾ Alleen in het geval van een SrO -kathode vonden wij ook bij continue belasting een abnormale spreiding. Voor verdere onderzoekingen in deze richting zij de lezer verwezen naar het werk van G. C. Dalman, Report R 224-49, Polyt. Inst. Brooklyn 169, New York 1949.

NIEUWE FOSFOREN VOOR „TL”-LAMPEN

door J. L. OUWELTJES.

621.327.43:546.411.85:535.625

De vraag naar geschikte fosforen voor fluorescentielampen („TL”-lampen) heeft de laatste jaren vele onderzoekers bezig gehouden. Tot voor kort was het noodzakelijk, teneinde wit fluorescentielicht te verkrijgen een mengsel van twee of meer fosforen te gebruiken. De ontdekking van de groep der halophosphaatfosforen geeft de mogelijkheid, met een enkele fosfor te volstaan. Dit is voor de fabricage van de „TL”-lampen een groot voordeel; bovendien hebben de halophosphaten een grotere specifieke lichtopbrengst en zijn ze beter bestand tegen de inwerking van de kwikdamp. Indien hoge prijs wordt gesteld op een getrouwe kleurweergave in het rood, kan aan de halophosphaatfosfor nog het rood lichtende magnesiumarsenaat worden toegevoegd, waardoor de spectrale emissieverdeling die van een zwarte straler in hoge mate benadert.

Inleiding

De buisvormige fluorescentielampen („TL”-lampen) bevatten kwikdamp onder lage druk. Onder invloed van een elektrische ontlading gaat de kwikdamp straling uitzenden, welke straling voor het overgrote deel geconcentreerd is in enkele spectrale lijnen in het ultraviolette deel van het spectrum, en wel voor omstreeks 80% in de resonantielij bij $\lambda = 253,7 \text{ m}\mu$. Om de buis als lichtbron te benutten, wordt de wand aan de binnenzijde bedekt met een laagje van een fluorescerende stof (fosfor), welke de eigenschap heeft onder invloed van ultraviolette bestraling zelf straling te gaan uitzenden, nu echter in het zichtbare deel van het spectrum. Het hangt geheel van de aard en samenstelling van de fosfor af, hoe de spectrale verdeling van het uitgezonden licht zal zijn, en hoe groot de specifieke lichtopbrengst (het rendement van de omzetting van elektrisch vermogen in licht) is. Voor een zo hoog mogelijk rendement zou men wensen dat de fosfor alle ultraviolette straling absorbeert en dat voor elk in de fosfor geabsorbeerd ultraviolet quantum een zichtbaar quantum wordt uitgestraald (quantumrendement 100%).

De spectrale verdeling moet, althans ten naastebij, aan verschillende voorwaarden voldoen, wil de lamp als lichtbron bruikbaar zijn. De voornaamste daarvan zijn:

- 1) Een witte kleur van het licht. Dit houdt in dat een voorwerp met een reflectiecoëfficiënt welke in het zichtbare spectrum niet van de golflengte afhangt, door de lamp bestraald zich aan ons oog als wit moet voordoen, evenals in het daglicht.
- 2) Een goede kleurweergave. Als een voorwerp met een van de golflengte afhangende reflectiecoëfficiënt door de lamp wordt bestraald, moet het voorwerp zich aan ons oog voordoen met die kleur welke het ook onder bestraling door een zwarte straler met dezelfde kleurtemperatuur als de lamp bezit.

Om aan de diverse eisen wat betreft rendement en spectrale verdeling behoorlijk te voldoen, was het tot voor kort gebruikelijk de buizen te bedekken met een mengsel van twee fosforen, nl. zinkberyllium-silicaat en magnesiumwolframaat. Elk van deze fosforen heeft een spectrale verdeling die op zichzelf sterk afwijkt van de gewenste, doch het mengsel, dat een spectrale verdeling bezit die de som is van de enkelvoudige verdelingen, voldoet goed aan de eisen. Ook de specifieke lichtopbrengst van het mengsel is bevredigend.

Voor de lampenproducent is het echter in sommige opzichten een nadeel een mengsel van twee fosforen te moeten gebruiken. Het is vaak moeilijk om de juiste kleur van de lamp te treffen, daar schommelingen in de korrelgrootten en in de samenstellingen der componenten, en daardoor variaties in het rendement van beide fosforen, in de praktijk niet te vermijden zijn. Deze variaties hebben verschuivingen van de kleur ten gevolge. Vandaar dat men lang gezocht heeft naar een enkelvoudige fosfor die een emissie heeft met een spectrale verdeling welke redelijk in overeenstemming is met bovengenoemde eisen. Een tiental jaren geleden is zulk een fosfor, of beter een groep van zulke fosforen, gevonden: de halophosphaten. Deze bieden, zoals in dit artikel wordt beschreven, de mogelijkheid om, uitgaande van eenzelfde stoftype, door kleine wijzigingen in de samenstelling een grote verscheidenheid van witlichtende fosforen te bereiden. Met behulp hiervan kunnen we de kleuren van alle thans gangbare lamptypen realiseren, van de „koude” daglichtlamp met een kleurtemperatuur van 6500°K tot de „warme” lampen met een kleurtemperatuur van 3000°K . Aan het verlangen naar een enkelvoudige fosfor welke wit licht uitstraalt, is hiermede dus op elegante wijze voldaan.

De halophosphaten hebben buitendien nog de voordelen, een grotere specifieke lichtopbrengst te bezitten dan het silicaat-wolframaatmengsel,

en beter bestand te zijn tegen de schadelijke inwerking van de kwikdamp — en omgekeerd ook weinig kwikdamp te absorberen, een bezwaar dat aan vele andere fosforen kleef, waardoor deze niet geschikt zijn voor gebruik in fluorescentielampen. De eigenschappen van halophosfaatlampen tegen het einde van hun levensduur zijn dan ook beter dan die van silicaat-wolframaatlampen.

Merkwaardig genoeg, heeft de ontwikkeling die op de introductie van de halophosphaten is gevolgd, ten slotte geleid tot geheel nieuwe lamptypen welke gemaakt worden met behulp van fosforenmengsels welke nóg ingewikkelder zijn dan de vroeger gangbare. Deze ontwikkeling hangt samen met de tweede eis die aan de spectrale verdeling van de lichtbron wordt gesteld, nl. die van een goede kleurweergave. Voor die toepassingen waar een goede kleurweergave niet primair is, zoals voor straat- en werkplaatsverlichting, voldoen de halophosphaten uitstekend. Waar echter hoge prijs wordt gesteld op een getrouwe kleurweergave speciaal in het rood, dient een roodlichtende fosfor te worden bijgemengd. Ook in dit geval echter verdient het gebruik van de nieuwe fosforen nog steeds aanbeveling, daar hun kleurweergave dan aanmerkelijk beter is dan die van de silicaat-wolframaatmengsels.

In dit artikel zullen we eerst de eigenschappen der halophosphaten bespreken, en dan ingaan op de wijze waarop desgewenst de kleurweergave ervan kan worden verbeterd.

Fluorescentie onder bestraling met ultraviolet licht

In de meeste tot nu toe gefabriceerde „TL“-lampen werd, zoals reeds is gezegd, een mengsel van zinkberylliumsilicaat (geactiveerd met mangaan) en magnesiumwolframaat toegepast. Het silicaat fluoresceert geel, het wolframaat blauw onder invloed van bestraling met ultraviolet licht, i.e. de kwiklijn $\lambda = 253,7 \text{ m}\mu$. In fig. 1 is de spectrale energieverdeling van de beide fosforen en van het in de praktijk gebruikte mengsel weergegeven.

In dit tijdschrift is het mechanisme van de fluorescentie reeds uitvoerig behandeld¹⁾, zodat wij dit slechts kort willen memoreren. Wordt een stof als zinkberylliumsilicaat, waarin zich een kleine hoeveelheid mangaan bevindt, bestraald met ultraviolet licht van $\lambda = 253,7 \text{ m}\mu$, dan vindt aanmerkelijke absorptie van deze straling plaats: het kristalrooster neemt door tussenkomst van de mangaanatomen de energie van vele stralingsquanta op. Een gedeelte van deze energie wordt

omgezet in roostertrillingen, dus in warmte; in het beschouwde geval wordt echter verreweg het grootste gedeelte van de energie van het kristalrooster weer overgedragen aan de mangaanatomen. Deze komen hierdoor in een aangeslagen toestand te verkeren. Na zekere, korte, tijd keert elk aangeslagen atoom weer tot de grondtoestand terug, onder uitzending van straling. Deze straling ligt in het zichtbare golflengtegebied, en wel is de emissie het sterkst in de buurt van $\lambda = 600 \text{ m}\mu$, d.i. in het oranje. Deze fluorescentie wordt dus geheel veroorzaakt door de aanwezigheid van mangaanatomen in het kristalrooster, die daarom met de naam activatoratomen of activatoren worden aangeduid.

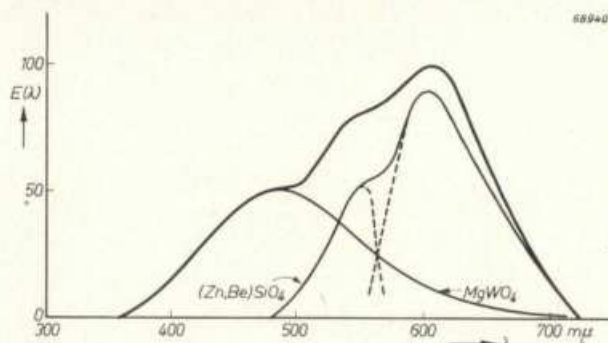


Fig. 1. Spectrale energieverdeling van het geel fluorescerende $(\text{Zn, Be})_2\text{SiO}_4$, geactiveerd met Mn, en het blauw fluorescerende MgWO_4 (dunne getrokken lijnen). De kromme van MgWO_4 heeft een vlakke top bij $\lambda = 480 \text{ m}\mu$ (dus in het blauw-groen); die van het $(\text{Zn, Be})_2\text{SiO}_4$ vertoont een top bij $\lambda = 610 \text{ m}\mu$ (oranje) en een minder uitgesproken verhoging bij $\lambda = 560 \text{ m}\mu$. De silicaatmissie bestaat in feite uit twee emissiebanden, die door de stippellijnen zijn voorgesteld. De dikke getrokken lijn geeft de totale energieverdeling van het in de praktijk gebruikte mengsel, die opgebouwd is uit de twee afzonderlijke verdelingen. De energie is in relatieve maat uitgezet.

De fluorescentie van magnesiumwolframaat geschiedt zonder tussenkomst van een activator: de WO_4 -ionen gedragen zich als selectieve absorptiecentra, die direct door de op het kristal vallende straling met een bepaalde golflengte worden aangeslagen, en daarna in een aantal stappen terugkeren tot de grondtoestand, waarbij een stralingsquantum van grotere golflengte, voornamelijk in het blauw-groen, wordt uitgezonden.

Tot deze eenvoudige beschrijving van het fluorescentiemechanisme zullen wij ons hier beperken; op de complicaties die zich in vele gevallen voordoen gaan wij niet in.

Afgezien van de betrekkelijk zeldzaam voorkomende fosforen die geen activatoren behoeven, wordt in het algemeen de fluorescentie voornamelijk bepaald door de aard en de concentratie van de activatoratomen, en de wijze waarop deze in het kristalrooster zijn ingebouwd. Bekijken wij nu de fluorescentie van zinkberylliumsilicaat wat nauw-

¹⁾ Zie bijv. F. A. Kröger en W. de Groot, De invloed van de temperatuur op de fluorescentie van vaste stoffen, Philips techn. T. 12, 6-14, 1950 (No. 1).

keuriger, dan zien wij dat er in feite twee „emissiebanden” zijn aan te wijzen (zie stippellijnen in fig. 1), die tezamen één minder scherpe emissieband vormen, met een knobbel op een van de kanten. Wij moeten hier aannemen dat de activatoratomen in twee soorten zijn te verdelen, die bijv. verschillen in de wijze waarop ze in het kristalrooster zijn omringd door andere atomen.

Naar aanleiding hiervan zou men kunnen trachten een fosfor te maken die zonder bijmenging van een andere fosfor wit licht uitzendt, door in een stof activatoratomen op zodanig verschillende wijzen in te bouwen, dat de diverse emissiebanden die dan ontstaan tezamen wit licht geven. Dit blijkt echter in de praktijk niet mogelijk. Wel kan het gestelde doel bereikt worden door twee (of meer) verschillende activatoren in één moederkristal onder te brengen. Een der activatoren zal dan bijv. een gele fluorescentie moeten teweegbrengen, en de andere een blauwe fluorescentie.

Halophosphaten

Een groep stoffen waarbij de inbouw van twee activatoren mogelijk is, zijn de halophosphaten. Het kristalrooster en de samenstelling van deze stoffen zijn nauw verwant aan die van het natuurlijke mineraal apatiet. Het zuivere fluorapatiet heeft de chemische samenstelling $3\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2 \cdot \text{CaF}_2$; het molecuul is dus, stoichiometrisch beschouwd, opgebouwd uit 3 moleculen calciumphosfaat en 1 molecuul calciumfluoride. Soms is het fluor geheel of gedeeltelijk vervangen door een ander halogeen, zoals chloor, en de calciumatomen kunnen geheel of gedeeltelijk vervangen worden door andere tweewaardige metalen: cadmium, ijzer, magnesium. Zelfs kan in de plaats van halogeenionen soms een OH^- -groep, een CO_3^{2-} -groep of een SO_4^{2-} -groep optreden, terwijl de metaalatomen ook vervangen kunnen worden door bijv. driewaardige zeldzame aarden.

In de witlichtende halophosphaatfosforen nu is een klein gedeelte van de calciumionen vervangen door driewaardige antimoniumionen en tweewaardige mangaanionen. Beide vreemde ionen doen dienst als activator. De antimoniumionen geven aanleiding tot het optreden van een blauwe emissieband, de mangaanionen tot een gele emissieband. Een gedeelte van de fluorionen is vervangen door chloorionen.

In fig. 2 (getrokken kromme) is weergegeven hoe de spectrale energieverdeling van een bepaalde halophosphaatfosfor er uit ziet. De blauwe emissieband met top bij $\lambda = 475 \text{ m}\mu$ en de gele emissieband met top bij $\lambda = 590 \text{ m}\mu$ zijn duidelijk van elkaar te onderscheiden. De plaats van de banden

en de hoogte van de toppen blijken nog af te hangen van de samenstelling van de fosfor. De blauwe (antimonium-) band heeft een maximum waarvan de plaats, vrijwel onafhankelijk van de samenstelling, bij $\lambda = 475 \text{ m}\mu$ ligt. De plaats van het maximum van de gele (mangaan-) band wordt bepaald door de verhouding chloor-fluor in het kristal: naarmate er meer fluor door chloor vervangen wordt, verschuift de band naar grotere golflengten. Bovendien hangt de plaats ook af van de hoeveelheid mangaan die de emissie veroorzaakt.

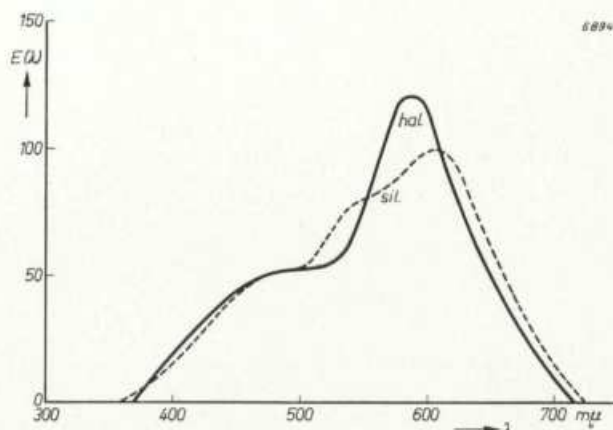


Fig. 2. Spectrale energieverdeling van een halophosphaatfosfor geactiveerd met antimonium en mangaan. De blauwe antimoniumband met top bij $\lambda = 475 \text{ m}\mu$ en de gele mangaanband met top bij $\lambda = 590 \text{ m}\mu$ zijn duidelijk van elkaar te onderscheiden. Ter vergelijking is de spectrale energieverdeling van het silicaat-wolframaatmengsel (fig. 1) gestippeld aangegeven. Het halophosfaat geeft meer gele, doch minder groene en rode straling. Energieën wederom in relatieve maat, de oppervlakten door beide krommen ingesloten zijn gelijk.

Men neemt aan, dat de antimoniumionen zowel als de mangaanionen in de plaats komen van die Ca^{2+} -ionen die als naburen halogeenionen hebben. Om het ladingevenwicht te behouden, wordt bij inbouw van een Sb^{3+} -ion het halogeenburiön vervangen door een O^{2-} -ion. De Sb-ionen zijn dus niet in directe aanraking met halogeenionen, zodat de vervanging van fluor door chloor op de aanslag van antimonium weinig invloed zal hebben. Daarentegen hebben de tweewaardige mangaanionen wel als naaste burens halogeenionen. Een vervanging van fluor door chloor zal daardoor de emissie door de mangaanionen wel degelijk kunnen beïnvloeden.

De sterkteverhouding van de emissiebanden wordt bepaald door de hoeveelheid mangaan in de fosfor. Het wekt wellicht enige verbazing dat de hoeveelheid antimonium op deze verhouding geen invloed heeft (zij heeft natuurlijk wel invloed op de absolute hoogten der maxima). Om dit te verklaren, moet men aannemen dat de aanslag van mangaanionen niet direct door de ultraviolette straling plaats heeft, doch indirect, door overdracht van een gedeelte van de aanslagenergie der antimoniumionen aan de mangaanionen. Men drukt dit uit door te zeggen dat de antimoniumionen niet alleen als activatoren dienst doen, doch ook

als sensibilisatoren voor de mangaanemissie. De fractie van de aanslagenergie die door de Sb-ionen aan de Mn-ionen wordt overgedragen, hangt slechts af van het beschikbare aantal Mn-ionen, dus van de Mn-concentratie. Vandaar dat deze de sterkteverhouding van de emissiebanden bepaalt. De overdrachtshypothese wordt bevestigd door het volgende: Een halophosphaat dat alleen antimonium bevat, vertoont de blauwe antimonium-fluorescentie onder bestraling met licht van $\lambda = 253,7 \text{ m}\mu$; een halophosphaat dat alleen mangaan bevat, fluoresceert onder deze bestraling in het geheel niet. Op de wijze waarop de energie-overdracht van Sb naar Mn plaats heeft, kunnen wij in dit artikel niet ingaan.

Kleur en kleurweergave van halophosphaatfosforen

Uit het bovenstaande blijkt dat de witte kleur van het fluorescentielicht van halophosphaten, geactiveerd met antimonium en mangaan, ontstaat door superpositie van een blauwe antimonium-fluorescentie en een gele mangaanfluorescentie. De kleur van het licht hebben we nog enigszins in de hand door het mangaangehalte te variëren (daardoor verandert immers de plaats van de gele emissieband en de verhouding tussen de sterkten der beide banden) en voor een kleiner gedeelte door de chloor-fluorverhouding te veranderen: meer chloor geeft een grotere golflengte voor de gele emissieband, dus een opschuiving van de totale spectrale energieverdeling naar het rood. Het effect van beide verschijnselen kan worden gedemonstreerd aan de hand van de kleurendriehoek ²⁾.

Bij elke samenstelling van de fosfor behoort een bepaalde lichtkleur van de lamp en derhalve een bepaald „kleurpunt“ in de kleurendriehoek. Dit kleurpunt verandert van plaats als men de samenstelling wijzigt, zie fig. 3. De kromme lijn BGR is de lijn der spectrale kleuren, de rechte lijn BR is de zg. purperlijn, die de kleurpunten van het uiterste rood en het uiterste blauw verbindt. De met *b* aangegeven kromme is de zg. zwarte-lichamenlijn, welke de plaats aangeeft van het kleurpunt van zwarte lichamen als functie van de (voor enkele punten bijgeschreven) absolute temperatuur. Het kleurpunt van daglicht komt ongeveer overeen met dat van een zwarte straler van 6500 °K.

Variatie van het Mn-gehalte van de fosfor doet het kleurpunt van het fluorescentielicht het kleurenvlak doorlopen ruwweg evenwijdig aan de zwarte-lichamenlijn (zie de getrokken dikke lijnen in fig. 3). Het hangt nog enigszins van het fluor-chloor-

gehalte af welke de „baan“ van het kleurpunt zal zijn. Bij gegeven mangaangehalte beschrijft het kleurpunt nagenoeg een rechte lijn als we de fluor-chloorverhouding variëren. De orientatie van deze lijn hangt weer van het Mn-gehalte af (zie gestippelde lijnen).

Terwijl de ligging van het kleurpunt voldoende is om de lichtkleur te karakteriseren, is voor het beoordelen van de kleurweergave een min of meer volledig overzicht van de spectrale verdeling der emissie vereist. Wij willen de kleurweergave van de nieuwe halophosphaatlamp vergelijken met die van de oude silicaat-wolframaatlampen. Daartoe zijn in een tabel (zie volgende bladzijde) de spectrale lichtverdelingen gegeven van de „witte“ silicaat-wolframaatlamp, welke een kleurtemperatuur heeft van 4000 °K (rij 1), en van de „witte“ halophosphaatlamp, met een kleurtemperatuur van 4200 °K (rij 2). Het is de bedoeling dat laatstgenoemde lamp de eerstgenoemde zal vervangen; het verschil in kleurtemperatuur vindt zijn reden in internationale standaardisatie. Tevens is nog de spectrale lichtverdeling van een zwarte straler

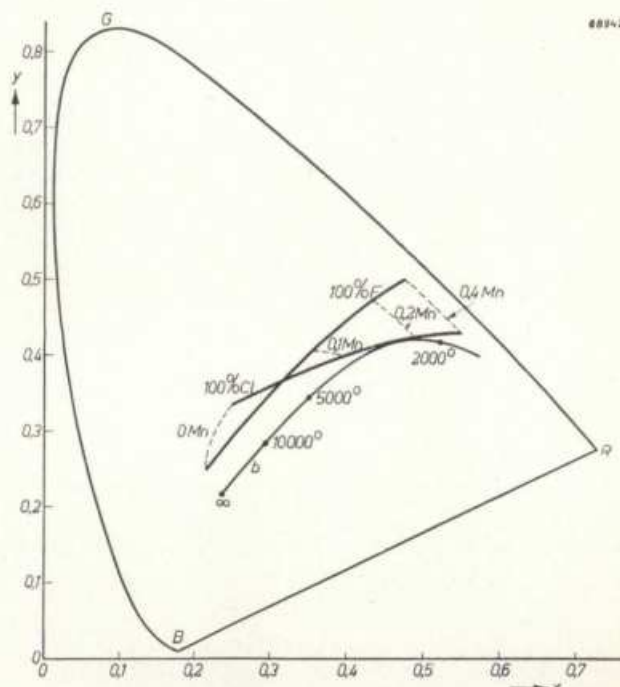


Fig. 3. Kleurendriehoek in x-y-coördinaten. De kromme BGR is de kromme der spectrale kleuren, BR is de purperlijn, de met *b* aangegeven lijn verbindt de kleurpunten van zwarte lichamen van verschillende absolute temperatuur; enige temperaturen zijn bijgeschreven (daglicht komt ongeveer overeen met een zwart lichaam van 6500 °K). De dikke getrokken lijnen geven het verloop van het kleurpunt van een halophosphaatfosfor als het mangaangehalte bij gegeven fluor-chloorverhouding gevarieerd wordt. Dit mangaangehalte wordt gegeven door de bij de stippellijnen geschreven aantallen atomen Mn per molecuul calciumhalophosphaat. De lijnen van constante halogeenvrhouding lopen nagenoeg evenwijdig met de zwartelichamenlijn. (Gedeeltelijk ontleend aan K. H. Butler en C. W. Jerome, J. Electrochem. Soc. **97**, 265-270, 1950 (No. 9).)

²⁾ Vgl. W. de Groot en A. A. Kruithof, De kleurendriehoek, Philips techn. T. **12**, 141-146, 1950 (No. 5).

van 4000 °K vermeld (rij 4). De in rij 3 vermelde data komen later ter sprake. De spectrale gebiedjes zijn zo gekozen ³⁾ dat een representatieve indruk van de kleurweergave wordt bereikt. De lichtstroombijdragen zijn opgegeven in relatieve (procentuele) maat: de totale hoeveelheid licht die over het gehele spectrum wordt uitgezonden is voor elke lichtbron gelijk aan 100 gesteld.

Het blijkt uit de tabel dat de overeenkomst tussen halophosphaat en zwart lichaam minder goed is dan die tussen silicaat-wolframaat en zwart lichaam. Dit wordt begrijpelijk als we de spectrale energieverdelingen van beide fosforen vergelijken. Daartoe is in fig. 2 de energieverdelingskromme van het silicaat-wolframaatmengsel van lamp 1 gestippeld aangegeven. De halophosphaten geven een sterkere piek in het geel dan het mengsel; daarentegen is er in de fosphaatmissie minder groen en vooral ook minder rood. Als men de rijen 2 en 4 in de tabel nader beziet, valt dan ook op dat de spectrale lichtverdeling van de halophosphaatfosfor voornamelijk van die van het zwarte lichaam afwijkt in de laatste twee vakjes, dus in het rood. De verschillen in de eerste vier vakjes (blauw) zijn niet van belang, zij berusten voornamelijk op het reeds genoemde verschil in kleurtemperatuur.

De halophosphaten geven dus, zoals uit het bovenstaande volgt, te weinig rood licht. Dit heeft voornamelijk tot gevolg dat rode en rose voorwerpen (huidskleur!) niet natuurgetrouw worden weergegeven; zij krijgen een bruinachtige, doodse tint.

Om dit te verbeteren kunnen we, zoals uit figuur 3 volgt, de fluor-chloorverhouding verkleinen; er is nl. meer dan 0,1 Mn-atoom per molecuul aanwezig. Het mangaangehalte kan niet vergroot worden, omdat daardoor de kleurtemperatuur zou verande-

ren. Meer chloor heeft tot gevolg dat het kleurpunt van de lamp in de kleurendriehoek naar beneden, dus naar het purper verschuift. Toch worden ook dan nog, hoewel een aanmerkelijke verbetering wordt bereikt, rode voorwerpen niet geheel natuurgetrouw weergegeven. Voor zeer vele praktische toepassingen is dit echter geen bezwaar.

Op deze wijze is het „standaard“-lamptype gemaakt, dat uitstekende eigenschappen heeft voor de verlichting voor industriële doeleinden, voor straatverlichting e.d. Met name heeft deze standaardlamp, vergeleken met de silicaat-wolframaatlampen, de drie reeds besproken voordelen: er wordt slechts één fosfor in toegepast, de specifieke lichtopbrengst is groter, en de eigenschappen van de lamp in het eindstadium van zijn levensduur zijn gunstiger.

Verbetering van de kleurweergave; de Luxe-lamp

Waar een goede kleurweergave van primair belang is, is de standaardlamp zonder meer niet te gebruiken. Wij zouden dan terug kunnen vallen op de silicaatlampen, doch het verlies aan rendement en levensduur dat dan optreedt, maakt het aantrekkelijk te zoeken naar een methode om de kleurweergave van de halophosphaatlamp te verbeteren. Dit is in principe altijd mogelijk door het mengen van de witte fosfor met een rood fluorescerende stof. Hierbij gaat natuurlijk het eerstgenoemde voordeel van de lamp verloren. Ook de specifieke lichtopbrengst neemt door het bijmengen van de rode fosfor een weinig af; dit is onvermijdelijk daar het oog minder gevoelig is voor rood dan voor geel of groen licht. Slagen wij er echter in een rode fosfor te vinden met een quantumrendement dat de 100 % benadert, en met een geschikte spectrale lichtverdeling, dan kunnen we door het mengen van deze fosfor met halophosphaat een lamp maken met een aanmerkelijk betere kleurweergave dan de

³⁾ Vgl. P. J. Bouma, De kleurweergave bij gebruik van verschillende „witte“ lichtbronnen, Philips techn. T. 2, 1-7, 1937.

Procentuele lichtstroombijdragen in 8 spectrale gebieden van een lamp met 1) een witlichtend silicaat-wolframaatmengsel; witte silicaatlamp, kleurtemperatuur 4000 °K, 2) een witlichtend halophosphaat: „standaardlamp“, kleurtemperatuur 4200 °K, 3) witlichtend mengsel van halophosphaat en magnesiumarsenaat (en een weinig willemiet); de Luxe-lamp met kleurtemperatuur 4200 °K. Rij 4) geeft de spectrale lichtverdeling van een zwarte straler van 4000 °K. Twee lichtbronnen hebben in de praktijk dezelfde kleurweergave als de lichtstroombijdragen in geen der 8 vakjes meer dan 25% verschillen.

Golflengtegebied (mμ)	380-420	420-440	440-460	460-510	510-560	560-610	610-660	660-760
Lichtbron	violet	blauw-violet	blauw	groen-blauw	groen	geel	oranje	rood
1) Witte silicaatlamp	0,010	0,35	0,30	4,80	38,0	43,0	13,0	0,43
2) „Standaardlamp“	0,012	0,335	0,405	6,00	35,5	49,0	8,4	0,20
3) Witte de Luxe-lamp	0,010	0,32	0,29	4,93	40,1	41,4	12,3	0,65
4) Zwart lichaam 4000 °K	0,014	0,13	0,47	7,89	38,0	39,5	12,9	1,05

silicaat-wolframaatlamp en met nagenoeg dezelfde specifieke lichtopbrengst. Zulk een fosfor is inderdaad gevonden in het magnesiumarsenaat, een diep rood fluorescerende stof met het hoogste quantumrendement van alle tot nu toe bekende rood fluorescerende stoffen (nl. 85 %). Deze stof is ook reeds in een vorig artikel ⁴⁾ ter sprake gekomen (daar werd een quantumrendement 75 % genoemd; recente onderzoeken hebben tot de verbetering van 10 % geleid).

Behalve het hoge quantumrendement van magnesiumarsenaat zijn er nog twee andere factoren die bij deze fosfor de resulterende specifieke lichtopbrengst gunstig beïnvloeden.

a) De fosfor wordt geëxciteerd door het gehele ultraviolette (en een gedeelte van het blauwe) spectrum van de lage-druk kwikontlading. Dit spectrum bestaat niet alleen uit de resonantielijnen bij $\lambda = 253,7 \text{ m}\mu$, maar o.a. ook uit lijnen bij $\lambda = 313 \text{ m}\mu$, bij $\lambda = 365 \text{ m}\mu$, en uit een zwakke continue achtergrond. De halophosphaten zowel als de silicaaten en wolframatoren worden slechts door de resonantielijnen aangeslagen. Door de toevoeging van magnesiumarsenaat worden dus sommige voordien ongebruikte delen van de straling alsnog ten nutte gemaakt. Een bijkomend voordeel van het gebruik van magnesiumarsenaat is, dat het zichtbare blauwe licht dat door de kwikdamp, voornamelijk in de spectrale lijn bij $\lambda = 436 \text{ m}\mu$, wordt uitgezonden, gedeeltelijk door het arsenaat wordt geabsorbeerd, hetgeen tot een iets betere kleurweergave in het blauw leidt.

b) Magnesiumarsenaat bezit een zeer scherpe emissieband (zie fig. 5 van het in ⁴⁾ aangehaalde artikel); in het infrarood wordt — in tegenstelling met andere roodlichtende fosforen — in het geheel geen straling uitgezonden.

Niet alleen in het rood vertonen de halophosphaten te weinig emissie, doch ook enigszins in het groen. Vandaar dat, om de kleurweergave nog meer te verbeteren, en om het juiste kleurpunt te behouden, aan het fosfaat-arsenaatmengsel nog een weinig willemiet (zinksilicaat), dat groenlichtend is, wordt toegevoegd.

Op deze manier is een geheel nieuw lamptype gemaakt, de zg. de Luxe-lamp, waarin weliswaar het voordeel van de enkelvoudige fosfor is prijsgegeven (nu wordt een drievoudig mengsel

toegepast), doch waarvan de kleurweergave gunstig afsteekt bij die van de silicaat-wolframaatlamp. Rij 3 van de tabel geeft de spectrale lichtverdeling van de „witte” de Luxe-lamp, met een kleurtemperatuur van 4200°K (er zijn ook uitvoeringen „warmwit” en „daglicht”); de overeenstemming met de lichtverdeling van een zwarte straler met

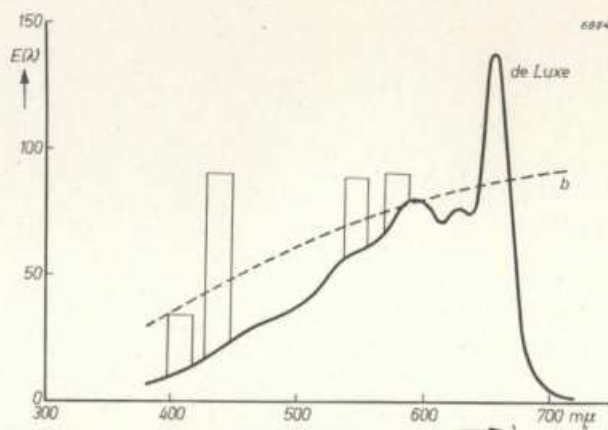


Fig. 4. Spectrale energieverdeling (in relatieve maat) van de witte de Luxe-lamp met kleurtemperatuur 4200°K (getrokken lijn), vergeleken met de verdeling van een zwart lichaam van 4000°K (gestippelde kromme b). Op het fluorescentielicht gesuperponeerd zijn nog enkele spectrale lijnen die door de kwikdamp worden uitgestraald.

nagenoeg dezelfde kleurtemperatuur (rij 4) is uitstekend. Dit wordt ook gedemonstreerd in fig. 4, waarin de spectrale energieverdelingen van de betreffende lamp en van de zwarte straler grafisch zijn voorgesteld.

Samenvatting. Een lichtbron voor algemene verlichtingsdoel-einden moet voldoen aan zekere eisen wat betreft de lichtkleur en de spectrale verdeling van het uitgezonden licht (kleurweergave). Tot voor kort werd bij lagedruk-fluorescentielampen aan deze eisen voldaan door toepassing in de lamp van een mengsel van twee fosforen, nl. zink-beryllium-silicaat en magnesium-wolframaat. Om de moeilijkheden die het gebruik van zulk een mengsel voor de fabricage van „TL”-lampen meebrengt, te ontgaan, is gezocht naar een fosfor die op zichzelf alleen reeds in staat is wit licht te geven. Dergelijke fosforen zijn gevonden in de groep der halophosphaten. Deze stoffen bevatten twee soorten activatoratomen: de ene activator, antimonium, geeft aanleiding tot een blauwe emissieband, en de andere activator, mangaan, tot een gele emissieband. Aan de hand van de kleurendriehoek en de spectrale lichtverdeling wordt de kleur resp. de kleurweergave van de fosfor nagegaan; het blijkt dat men die nog enigszins in de hand heeft door de samenstelling te variëren. De specifieke lichtopbrengst van „TL”-lampen met halophosfaatfosforen blijkt groter te zijn dan van „TL”-lampen met het silicaat-wolframaatmengsel. Voor die toepassingen waar een goede kleurweergave, ook in het rood, van essentieel belang is, wordt de fosfor gemengd met het rood fluorescerende magnesiumarsenaat en een weinig willemiet. Dank zij de gunstige eigenschappen van magnesiumarsenaat wordt de specifieke lichtopbrengst hierdoor slechts weinig verlaagd, zodat een lamp wordt verkregen (de Luxe-lamp) met een uitstekende kleurweergave en een zeer redelijk rendement.

⁴⁾ J. L. Ouweltjes, W. Elenbaas en K. R. Labberté, Een nieuwe hoge-druk kwiklamp met fluorescerende buitenballon, Philips techn. T. 13, 61-70, 1951 (No. 3).

EEN INDRINGINGSMETER VOOR VERF

door J. HOEKSTRA en J. A. W. van LAAR.

667.6:620.178.152:621.317.39

In de verf producerende of verwerkende industrieën voelt men reeds lang behoefte aan methodes volgens welke de eigenschappen die de kwaliteit van een verflag bepalen, reproduceerbaar kunnen worden gemeten. Een der belangrijkste van die eigenschappen is de weerstand tegen het indringen van harde voorwerpen. Tot dusverre werd maar al te vaak volstaan met een beoordeling van deze bestandheid door eenvoudig met de nagel over de verf te krabben — een „proef” waaruit weliswaar een ervaren vakman meer kan concluderen dan men wellicht zou denken, maar die natuurlijk geen basis kan vormen voor wetenschappelijk onderzoek.

De auteurs hebben de nagel vervangen door een saffier van bepaalde vorm die op reproduceerbare wijze een indrukking in de verf maakt. De diepte van de indrukking wordt gemeten met behulp van een elektrische nulmethode.

Een laag verf zal des te langer haar verfraaiende of beschermende taak kunnen vervullen naarmate ze beter bestand is tegen beschadigende invloeden als indrukkingen, krassen e.d., naarmate ze dus, om een voor de hand liggende term te gebruiken, „harder” is. Om objectief te kunnen uitmaken welke samenstelling van een verf, welke wijze van drogen, enz. de beste is, moet men beschikken over een methode volgens welke men de bestandheid tegen indringing van harde voorwerpen — de „hardheid” — reproduceerbaar kan meten. Het ontbreken van zulk een meetmethode leidt maar al te dikwijls tot onvruchtbare discussies.

De hardheid van metalen wordt gewoonlijk gemeten volgens de methode van Brinell, volgens die van Rockwell of volgens die van Vickers¹⁾. De methodes van Brinell en van Vickers berusten hierop dat men een bolvormig, respectievelijk een pyramidevormig lichaam, van grote hardheid en van gestandaardiseerde afmetingen, met een bepaalde kracht op het te onderzoeken metaal drukt en vervolgens verwijdt. Men meet daarna de grootte van de achtergebleven „moet”. De aangewende kracht gedeeld door de oppervlakte van de moet is bij definitie de hardheid. De aldus gedefinieerde hardheid hangt weliswaar niet op overzichtelijke wijze met zuiver fysische constanten samen, maar ze is vrij goed reproduceerbaar te meten en daarom, technologisch gezien, van groot belang. Een dergelijke grootte zou men een technologische grootte kunnen noemen.

Toegepast op een verflag, hebben de genoemde methodes het bezwaar dat de moet zeer vaak niet scherp omlijnd is, zodat de grootte ervan niet nauwkeurig is te meten. Bovendien wordt na het weg-

nemen van de kracht de moet kleiner, ten eerste door het verdwijnen van het (hier vrij aanzienlijke) elastische deel van de vervorming, en ten tweede als gevolg van een elastisch-plastische vloeing („langzame elasticiteit”), die een van de tijd afhankelijke verdere verkleining van de moet teweegbrengt. En verder nog is gebleken dat bij verf — in tegenstelling tot wat het geval is bij de meeste metalen — de oppervlakte van de gemaakte moet geenszins evenredig is met de toegepaste kracht, zodat het opgeven van een gemeten „hardheid” zonder vermelding van de toegepaste kracht geen zin heeft.

Principe van het instrument

De door ons toegepaste methode komt aan de twee eerstgenoemde bezwaren tegemoet. Evenals bij de methode van Vickers drukken wij een harde punt, die de vorm heeft van een regelmatige vierzijdige pyramide met een tophoek van 136°, met een geschikt gekozen kracht op het te onderzoeken materiaal. Gemeten wordt nu echter niet de afmeting van de moet in het vlak van de laag na het wegnemen van de kracht, maar de diepte van de moet terwijl de kracht nog wordt uitgeoefend. Aldus komt het bezwaar van de onduidelijke begrenzing te vervallen. Door de diepte een vastgestelde tijd na het opheffen van de kracht nog eens te meten, krijgt men een indruk van de verhouding van het plastische tot het elastische deel der teweeggebrachte vervorming. Wegens het bij verf geconstateerde ontbreken van evenredigheid tussen de oppervlakte (of het kwadraat van de diepte) der moet en de aangewende kracht, zien we hier liever af van het berekenen van de „hardheid”; we volstaan met het opgeven van de diepte der moet (onder vermelding van de kracht).

¹⁾ Zie bijv. Philips techn. T. 2. 179-183, 1937.

Evenals bij het meten van de hardheid van metalen, hangt ook hier de diepte van de gemaakte moet enigszins af van de tijd gedurende welke de kracht werkzaam was. Dit is voor de reproduceerbaarheid geen bezwaar, mits men de kracht steeds eenzelfde tijd laat werken, of althans bij de meetresultaten de duur opgeeft. Een halve minuut is voor metingen aan de gebruikelijke verf- en vernissoorten, moffellakken, enz., een geschikte waarde gebleken.

De op de pyramide uitgeoefende kracht dient zo gering zijn dat de diepte van de moet steeds klein is ten opzichte van de dikte van de laag. Zou namelijk de top van de pyramide de onderlaag waarop de verf is aangebracht, te dicht naderen, dan komt hij in een zone waarin de onderlaag het vloeien van de verf in merkbare mate belemmert. Men zou dan een schijnbare „hardheid” vinden welke aanmerkelijk groter is dan die aan het oppervlak, om welke het te doen is. Aangezien verf veelal wordt gebruikt in lagen van slechts 25 tot 100 μ dikte, heeft men zich dus te beperken tot indringingsdiepten van enkele μ , en deze dienen te worden gemeten tot op 0,1 μ nauwkeurig.

weerstand en een brug van Wheatstone. Aan de ene diagonaal wordt wisselspanning gelegd. De spanning over de andere diagonaal komt, na versterking, te staan op een indicator. Het in evenwicht zijn van de brug betekent dat de beweeglijke plaat zich juist midden tussen de vaste platen bevindt, en de top van de pyramide dus op een bepaald niveau.

De procedure van de meting is als volgt. De te onderzoeken verf wordt aangebracht op een vaste onderlaag (monsterplaat), die in het instrument op een verstelbare tafel wordt vastgeklemd. Alvorens de pyramide met de verf in aanraking te doen komen, brengt men de brug in evenwicht door met behulp van een stelschroef de beweeglijke condensatorplaat precies midden tussen de twee vaste platen te brengen (fig. 1b). Door middel van een micrometerschroef, voorzien van een schaalverdeling, beweegt men nu de tafel met de monsterplaat voorzichtig naar de pyramide toe, tot de verflaag de punt juist raakt (fig. 1c); dit is te constateren op de indicator, die verradt dat het evenwicht verstoord begint te worden. De stand van de micrometerschroef wordt afgelezen. Nu drukt men met

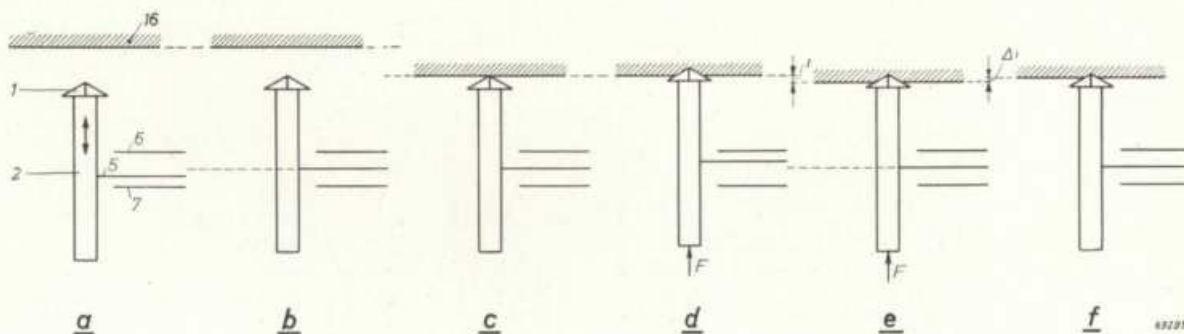


Fig. 1. Schematische voorstelling van de indringingsmeter. 1 saffier, bevestigd aan een in verticale richting beweegbaar staafje 2, dat ook de middelste plaat 5 van een differentiële condensator draagt. 6 en 7 vaste condensatorplaten. 16 verfmonster, verstelbaar in hoogte door middel van een micrometerschroef (niet getekend). (De nummers corresponderen met die in de volgende figuren.)

- Willekeurige beginstand.
- Plaat 5 is midden tussen de vaste platen 6 en 7 gebracht.
- Het verfmonster is juist in aanraking gebracht met de punt van de saffier.
- Met een kracht F van bijv. 10 g wordt de saffier in de verf gedrukt.
- De verflaag wordt vlug zodanig omlaag geschroefd dat de plaat 5 weer midden tussen de platen 6 en 7 komt, zodat de opwaartse beweging van de saffier te niet wordt gedaan en de kracht weer precies 10 g is. Een halve minuut lang wordt nu de verflaag verder omlaag geschroefd, zodanig dat de brug voortdurend in evenwicht blijft. De diepte i van de indrukking is het verschil tussen de aflezing van de micrometerschroef bij (c) en die aan het eind van de halve minuut.
- Na wegnemen van de kracht F en opnieuw evenwicht maken door middel van de micrometerschroef kan de verandering Δi van de indringingsdiepte worden bepaald.

Het meten van de indringingsdiepte geschiedt bij ons instrument langs elektrische weg, volgens een nulmethode. Met de pyramide mee beweegt namelijk de middelste plaat van een differentiële condensator (fig. 1a), waarvan de andere electrodes bestaan uit twee vaste platen. De beide helften van deze condensator vormen met twee gelijke

een bepaalde kracht, bijv. 10 g, — hoe deze wordt verkregen komt aanstonds ter sprake — de punt van de pyramide in de verf (fig. 1d) en laat deze kracht gedurende een halve minuut werken, door bijregelen van de micrometerschroef de brug voortdurend in evenwicht (dwz. de pyramide op dezelfde plaats) houdende. Aan het einde van de halve

minuut leest men de stand van de micrometerschroef weer af. Het verschil met de vorige aflezing geeft de diepte i tot welke de punt in de verf is gedrongen.

Desgewenst kan men onmiddellijk na de tweede aflezing de kracht wegnemen, na een bepaalde tijd opnieuw met behulp van de micrometerschroef evenwicht maken (fig. 1f) en de stand van deze schroef aflezen. Uit het verschil Δi tussen de beide laatste aflezingsen volgt de resterende, niet-reversibele, indringingsdiepte. Deze geeft, zoals gezegd, enige aanwijzing omtrent de verhouding van de elastische tot de plastische eigenschappen van de onderzochte stof.

Constructie

De eerste ideeën aangaande onze indringingsmeter dateren reeds van 1942. De uitvoering heeft in de loop der jaren diverse verbeteringen ondergaan. Met voorbijgaan van oudere uitvoeringen, die elders zijn behandeld ²⁾ ³⁾, willen wij nu de nieuwste constructie beschrijven, welke op verscheidene plaatsen in de Philips-fabrieken in gebruik is (fig. 2) ⁴⁾.

Fig. 3 geeft een schematische verticale doorsnede. I is de punt waarmee de indrukking wordt gemaakt. Bij het meten van de hardheid van metalen volgens Vickers gebruikt men een diamant. Hier kunnen we volstaan met een saffier, geslepen in de vorm van een Vickers-diamant (vierzijdige pyramide met een tophoek van 136°). De saffier is gevat in een metalen buisje. Dit bevindt zich aan het bovenind van een staafje, dat wordt gedragen door twee bladveren. De beweeglijke condensatorplaat, ter grootte van ongeveer $4 \times 5 \text{ cm}^2$, is geïsoleerd aan dit staafje bevestigd. De afstanden tussen deze plaat en de vaste platen bedragen slechts ongeveer 50μ . De vaste platen moeten derhalve solide zijn bevestigd. Zij worden gedragen door stevige porseleinen staven, die in het gestel zijn vastgekit. Dank zij de ophanging van het staafje aan twee bladveren kan de beweeglijke condensatorplaat zich uitsluitend evenwijdig verplaatsen.

De drie platen zijn elk verbonden met een stekeren, waarop rechtstreeks een meetbrug „Philoscoop” type GM 4144 ⁵⁾ kan worden aangesloten. Deze bevat alle verdere onderdelen van de brugschakeling: de twee weerstandstakken, de versterker, de

indicator en de voeding; als indicator dient een afstembuis („magisch oog”).

Aan het staafje dat de saffier en de condensatorplaat draagt, is een dunne gebogen stalen draad (13, fig. 3) bevestigd, die als een slappe veer fungeert. Door middel van een op deze draad werkende stelschroef 14 wordt, vóór het doen van een meting, evenwicht in de brug gemaakt, dwz. de beweeglijke condensatorplaat precies midden tussen de vaste platen gebracht (vgl. fig. 1b).

De saffier reikt tot in de opening in een tafel 15, waarop de monsterplaat, met de verflaag naar beneden gekeerd, wordt vastgeklemd. De tafel kan ten opzichte van de saffier op en neer worden bewogen door middel van de micrometerschroef 18. Ter vergroting van de nauwkeurigheid werkt deze schroef niet rechtstreeks op de tafel, doch via een overbrengingsmechanisme, dat de verplaatsing van de micrometerschroef 50 maal verkleind op de tafel overdraagt.

In fig. 4 is dit mechanisme schematisch voorgesteld. De tafel is aan één kant (rechts in fig. 3 en 4) door middel van een bladveer 19 bevestigd aan het gestel 20 van het instrument. Een balk 21 is door middel van een bladveer 22 eveneens met het gestel verbonden en rust rechts op de micrometer. De tafel steunt op de balk met een stelschroef 23. Uit fig. 4 leest men af, dat een verplaatsing van de micrometerschroef in de verhouding $(l_2/l_1) \times (l_4/l_3)$ verkleind op de tafel, ter plaatse van de saffier, wordt overgebracht. De lengten l_1 , l_2 , l_3 en l_4 van de hefbomen zijn zodanig dat deze verhouding 50 bedraagt.



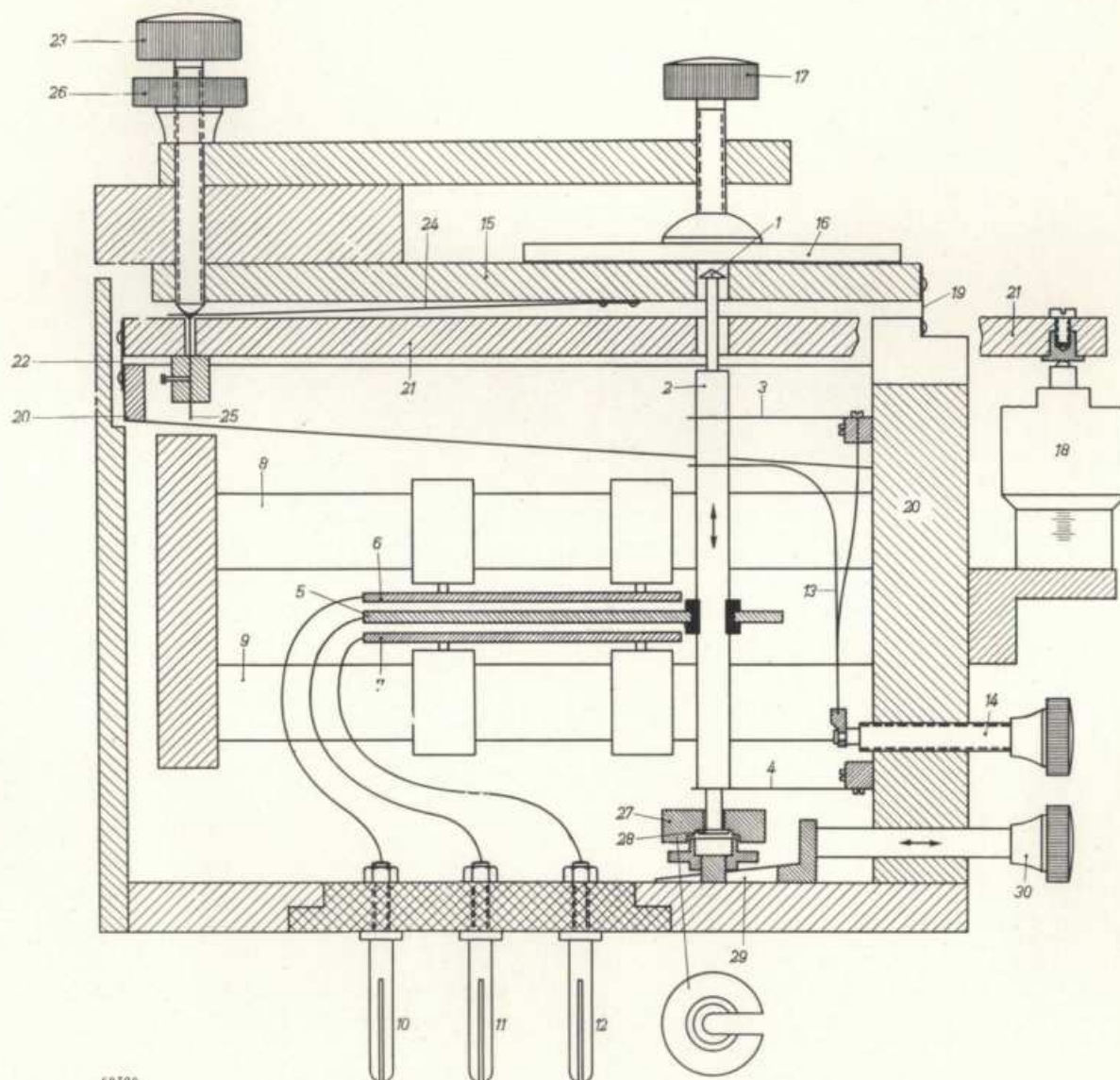
Fig. 2. De indringingsmeter, met op de voorgrond de „Philoscoop”.

²⁾ J. Hoekstra, Hardheid van verflagen, *Verfkroniek* 19, 88-90, 1946.

³⁾ J. Hoekstra en H. A. W. Nijveld, The determination of the hardness of organic films, *Rec. Trav. chim. Pays-Bas* 67, 685-689, 1948.

⁴⁾ Enkele constructieve details hiervan zijn te danken aan de Centrale Werkplaats van het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven, in het bijzonder aan de heer J. M. van Ostade.

⁵⁾ Een ouder type (GM 4140) is beschreven in *Philips techn. T.* 2, 270-275, 1937.

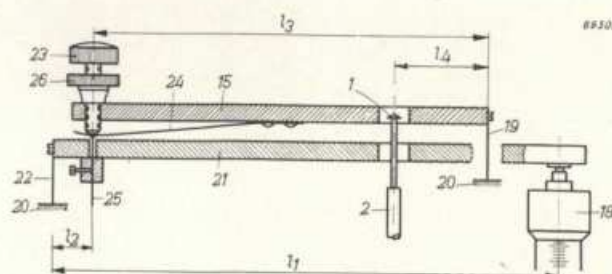


69300

Fig. 3. Verticale doorsnede van de indringingsmeter (niet precies op schaal). Het staafje 2 met de saffier 1 wordt gedragen door de bladveren 3 en 4. 5 middelste plaat, 6 en 7 vaste platen van de differentieële condensator. 8 en 9 porseleinen staven, waaraan de platen 6 en 7 zijn bevestigd. 10, 11 en 12 stekerpennen voor directe aansluiting op de meetbrug „Philoscoop”. 13 stalen draad, waarop de stelschroef 14 werkt. 15 tafel waarop de monsterplaat 16 door middel van de schroef 17 wordt vastgeklemd. 18 micrometerschroef, waarmee, door tussenkomst van de balk 21 en de stelschroef 23, de hoogte van de tafel 15 kan worden gevarieerd en afgelezen. 19, 22 en 24 bladveren; 24 is door middel van een stukje staaldraad 25 bevestigd aan de balk 21. 26 borgmoer. 27 ringvormig gewichtje van 10, 5, 2½ of 1 g, rustend op een borstje 28 van de staaf 2. 29 wig, die bij indrukken van de knop 30 het gewichtje 27 optilt, waarna de veren 3 en 4 de saffier 1 omhoog drukken.

De stelschroef 23 dient om de bovenkant van de tafel ongeveer op het niveau van de saffierpunt te brengen, dwz. zo dicht bij de saffier dat verdere instelling mogelijk is met 14. Heeft men dit eens voor al gedaan, dan arrêteert men de schroef door middel van de moer 26. Hernieuwde instelling is pas nodig wanneer men een nieuwe saffier in gebruik neemt.

Tussen de punt van de stelschroef 23 en de balk 21 bevindt zich een bladveer 24, die enerzijds is bevestigd aan de tafel, en anderzijds, door middel van een stukje staaldraad 25, aan de balk 21. Deze veer houdt de onderlinge beweging van balk en tafel vrij van speling en voorkomt bovendien dat de punt van de schroef 23 direct op de balk zou komen te rusten; de wrijving tussen de punt en de balk zou namelijk tot gevolg hebben dat bij draaien aan de schroef de tafel een ongewenste zijdelingse beweging zou krijgen.



69301

Fig. 4. Mechanisme dat de verticale beweging van de micrometerschroef 18 50 maal verkleind overbrengt op de tafel 15 (ter plaatse van de saffier 1). Betekenis van de cijfers als in fig. 3. l_1 , l_2 , l_3 , l_4 hefboomarmen.

De schaalverdeling van de micrometerschroef is afleesbaar tot op $\frac{1}{2}$ schaaldeel nauwkeurig, d.i. 0,05 μ .

Nadat men het verfmonster op de tafel heeft vastgeklemd en de brug, met nog vrijstaande saffier, in evenwicht heeft gebracht, is de volgende stap, dat de verflaag juist in aanraking met de saffier wordt gebracht (vgl. fig. 1b-c). Dit gebeurt door met behulp van de micrometerschroef de tafel omlaag te brengen. Het raken wordt geconstateerd doordat het evenwicht van de brug juist verstoord begint te worden. De gevoeligheid van de inrichting is zodanig, dat de kleinste kracht die op de saffier moet worden uitgeoefend om op de afstembuis nog juist een verstoring zichtbaar te maken, ongeveer 3 mg bedraagt. Een twee maal zo grote kracht kan reeds zeer gemakkelijk worden geconstateerd. De initiale kracht die de saffier op de verf uitoefent is derhalve klein in vergelijking met de kracht van 1 tot 10 g waarmee de indrukking wordt gemaakt. Bovendien werkt de initiale kracht slechts een ogenblik.

In fig. 3 zien we de inrichting waarmee de laatstgenoemde kracht in werking wordt gesteld. Aan het staafje 2 dat de saffier draagt en dat door de bladveren 3 en 4 omhoog wordt gedrukt, hangt een ring 27, waarvan het gewicht nauwkeurig op bijv. 10 g is gebracht. Door de knop 30 in te drukken schuift men een wig 29 onder de ring, die daardoor wordt opgetild en dan niet meer aan het staafje hangt. In de plaats van de kracht van 10 g die de ring op het staafje uitoefende, treedt nu een even grote reactiekracht van de verflaag op de saffier. Krijgt men met een kracht van 10 g een te diepe indrukking, dan vervangt men de ring 27 door een lichtere, van bijv. 5, $2\frac{1}{2}$ of 1 g. Dit gaat gemakkelijk, daar de ringen een sleuf hebben, waar het staafje 2 doorheen kan.

Liet men de stand van de monsterplaat onveranderd, dan zouden bij het binnendringen van de punt in de verf de bladveren 3 en 4 (fig. 3) zich enigszins ontspannen en zou de kracht dus kleiner worden. We wensen echter dat de kracht een halve minuut lang constant blijft. Vandaar dat men, onmiddellijk na het optillen van het gewichtje 27, met behulp van de micrometerschroef de tafel met de monsterplaat iets omlaag moet brengen, en een halve minuut lang moet blijven bijregelen, zodanig dat de brug in evenwicht blijft, dwz. dat de bladveren 3 en 4 hun oorspronkelijke spanning behouden.

Zoals al werd vermeld, bedraagt de minimale waarde van de kracht waarmee de eerste aanraking van saffier en verf tot stand komt, 3 mg. Deze lage waarde is verkregen door de bladveren 3 en 4, die het staafje met de saffier dragen, zeer slap te nemen.

Met deze initiale kracht van 3 mg correspondeert (vóórdat de aanraking tot stand is gekomen) een verplaatsing van de beweegbare condensatorplaat van 0,03 μ , wat de kleinste verplaatsing is waarop, na ingesteld evenwicht, de indicator juist nog reageert. Ondanks deze grote gevoeligheid van het instrument behoeft men onder normale omstandigheden geen bijzondere maatregelen te nemen tegen trillingen. Vermoedelijk is dit te danken aan de grote demping die de lucht in de nauwe ruimten tussen de condensatorplaten uitoefent.

De totale nauwkeurigheid van het instrument wordt echter niet bepaald door het elektrische, maar door het mechanische gedeelte, en wel door de reproduceerbaarheid van de stand van de micrometerschroef. De stand is reproduceerbaar tot op 0,1 μ . Deze overigens geringe speling zetelt vermoedelijk niet in de ophangveren, maar in de schroefdraad van de micrometerschroef en in het aanrakingspunt tussen deze schroef en de balk.

Door het gebruik van een aluminiumlegering voor het gestel en enkele van de onderdelen is het toestel licht en toch sterk. Mede door zijn geringe afmetingen is het gemakkelijk te verplaatsen. Kwetsbare onderdelen, zoals de differentiële condensator, zijn zodanig opgesteld dat ze alleen bereikbaar zijn door het toestel te openen, zodat ze bij normaal gebruik geen gevaar van beschadiging lopen en niet zijn blootgesteld aan stof.

Voor het uitvoeren van de metingen is niet veel routine nodig.

Enige meetresultaten

Ter ruwe orientatie vermelden we in onderstaande tabel de indringingsdiepten i zoals die worden gevonden bij enige bekende verfsoorten. De gebruikte kracht voor het maken van de indrukking bedroeg steeds 10 g. Ondanks onze bezwaren tegen het kwantitatieve begrip hardheid bij verf, is de Vickers-hardheid H (= verhouding van de kracht F tot de oppervlakte van de indrukking) er bij vermeld⁶⁾, alleen om een indruk van de orde van grootte

⁶⁾ De zijdelingse oppervlakte A van een regelmatige vierzijdige pyramide met hoogte i en tophoek φ is:

$$A = i^2 \cdot \frac{4 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \varphi}{\cos \frac{1}{2} \varphi}.$$

Voor $\varphi = 136^\circ$ wordt dit:

$$A = 26,4 i^2.$$

De Vickers-hardheid $H = F/A$ is derhalve:

$$H = \frac{38 F}{i^2} \text{ kg/mm}^2,$$

met F in gram en i in micron.

te geven. Ter vergelijking diene, dat de Vickers-hardheid van diamant 2600 is, van saffier 1850, van gehard staal 200-950, van niet-gehard staal 100-200, van rood koper 60 en van lood en tin 5 kg/mm².

Indringingsdiepte i en Vickers-hardheid H van enige verfsoorten, voor een kracht van 10 g, die 30 sec is werkzaam geweest, en bij 20 °C. (Onder lak verstaat men de betere soorten verf en vernis.)

Verfsoort	i	H
	μ	kg/mm ²
Kunstschilderverf	≥ 20	≤ 1
Huisschilderverf	> 20	< 1
Moffellak voor verlichtingsarmaturen e.d.	9-6	5-10
Synthetische autolak (kunstharz zonder nitrocellulose)	14-7	2- 8
Nitrosynthetische autolak	10-6	4-10
Lak voor radiokasten	7-5,5	8-12
Rijwiellak (gemoffeld)	6-4,5	10-20

Alleen verfsoorten met H kleiner dan ongeveer 5 kg/mm² zijn zacht genoeg om door krassen met de nagel enigermate te kunnen worden beoordeeld. Men ziet uit de tabel dat vele verfsoorten hiervoor te hard zijn.

Invloed van de temperatuur

De „hardheid” van een verf hangt in het algemeen sterk af van de temperatuur. Om metingen bij verschillende temperaturen te kunnen doen, verwarmt men de monsterplaat door middel van een platte doos van messing, voorzien van kanalen waar water doorheen circuleert, dat in een thermostaat op een bepaalde temperatuur is gebracht.

Zo werden bijv. aan twee laksoorten de volgende indringingsdiepten i gemeten (weer met een kracht van 10 g):

Temp. °C	Een witte moffellak i in μ	Een witte nitrolak i in μ
20	5,6	6,8
30	7,6	9,4
40	9,5	13,8

Uit deze getallen ziet men, dat bij toenemende temperatuur de nitrolak in sterkere mate zacht wordt dan de moffellak: bij 40 en 20 °C verhouden de indringingsdiepten bij de moffellak zich als 9,5 : 5,6 = 1,7, bij de nitrolak als 13,8 : 6,8 = 2,0. Dit verschil is te begrijpen uit de bouw van de moleculen der twee lakken. Beide bestaan uit macromoleculen, in de vorm van ketens van verschillende lengte. In de moffellak vormen zich tussen de ketens talrijke „bruggen”, die de samenhang verstevigen. De nitrolak heeft zulke bruggen niet en is daardoor meer thermoplastisch van karakter.

Met het oog op de invloed van de temperatuur is het wel zeer gewenst, in alle gevallen waarin het ook maar enigszins aankomt op nauwkeurigheid, de meettemperatuur op te geven. Wij zouden willen aanbevelen, de metingen zo veel mogelijk te doen bij een niet te lage temperatuur, bijv. $20 \pm 0,5$ °C, of de getallen, door inter- of extrapolatie, tot deze temperatuur te herleiden.

Invloed van de laagdikte

Een interessante kwestie is de invloed van de laagdikte. Fig. 5 toont krommen, elk voor een constante kracht F , die i weergeven als functie van de laagdikte d van een zachte nitrosynthetische verf. Gemeten werd aan monsters van 190, 120, 50, 20 en 10 μ dikte, steeds bij een temperatuur van 25 °C en na grondige droging. We zien hieruit, dat eenzelfde kracht in eenzelfde verfsoort een diepere indrukking teweegbrengt naarmate de laag dikker is ⁷⁾; boven een bepaalde dikte echter — die

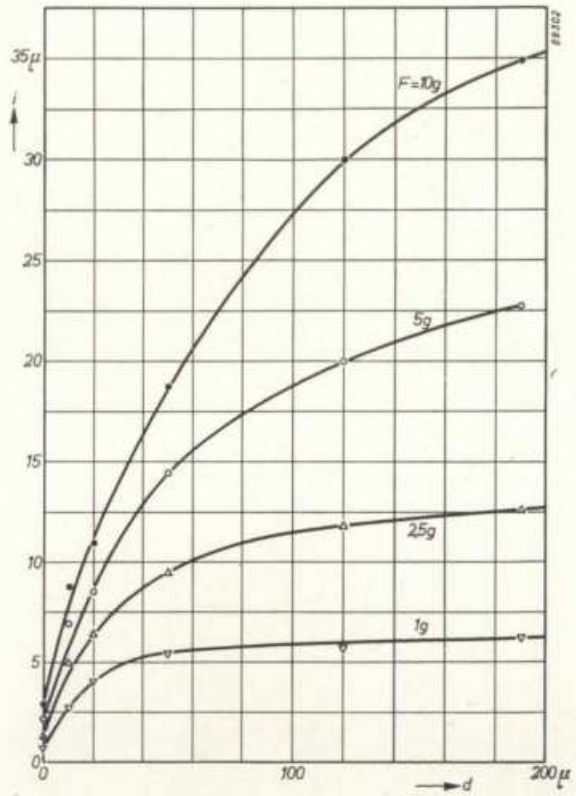


Fig. 5. Indringingsdiepte i als functie van de dikte d van een zachte nitrosynthetische verf, bij verschillende waarden van de kracht F en bij 25 °C.

⁷⁾ Dit verschijnsel is niet alleen van belang voor metingen, maar ook voor de praktijk van het verven. Een dunnere laag immers is blijkbaar beter bestand tegen mechanische beschadigingen dan een dikke, of mag, voor dezelfde bestandheid, weker zijn. Daarbij komen dan nog de voordelen, dat een dunnere laag een besparing aan verf betekent en dat ze vervormingen van de onderlaag beter kan volgen.

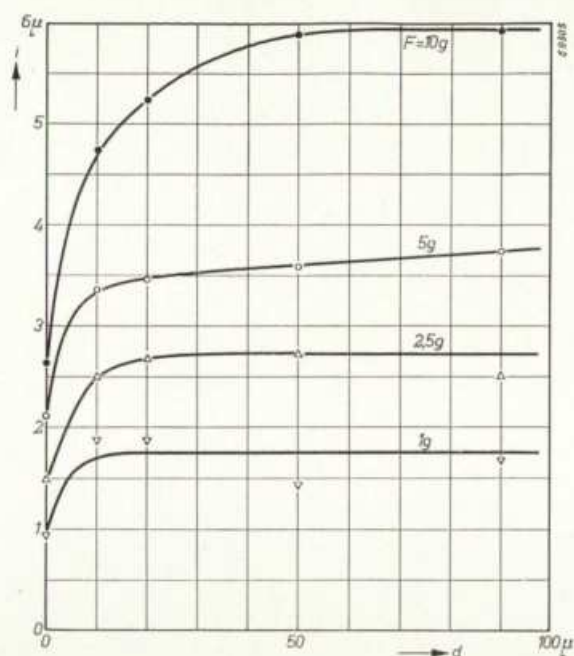


Fig. 6. Als fig. 5, doch voor een minder zachte verf.

groter is naarmate F groter is — neemt i nog maar weinig met d toe. Uit een groot aantal metingen is gebleken dat men, om te meten in het gebied waarin i slechts weinig van d afhangt, F zo klein moet nemen dat i niet groter is dan $\frac{1}{12} d$.

Soortgelijke krommen voor een minder zachte verf en voor een harde moffellak vindt men in fig. 6 resp. fig. 7.

De door de gemeten punten getrokken krommen in de fig. 5, 6 en 7 schijnen bij extrapolatie naar $d = 0$ op de i -as uit te komen in een punt dat, bij de betrokken waarde van F , de indringingsdiepte

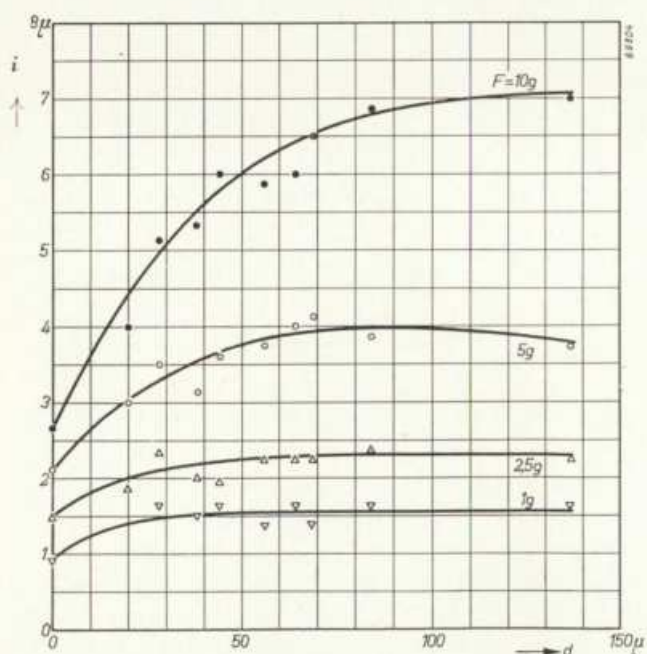


Fig. 7. Als fig. 5, doch voor een harde moffellak.

in het materiaal van de onderlaag (monsterplaat) geeft. In de besproken gevallen was dit materiaal steeds een aluminiumlegering met een hardheid $H \approx 45 \text{ kg/mm}^2$. Naarmate de verflaag dunner is, nadert inderdaad de schijnbare, uit F en i afgeleide, Vickers-hardheid van de verf meer en meer die van de onderlaag.

In de fig. 5, 6 en 7 kan men gemakkelijk verifiëren, dat, bij een constante dikte d , de indringingsdiepte sterker toeneemt dan $\sqrt{F}$; de schijnbare hardheid neemt dus af naarmate F groter wordt.

Voor verdere meetresultaten verwijzen wij naar een publicatie in de vakliteratuur⁸⁾.

Verloop van de „hardheid” tijdens het drogen

Van groot praktisch belang is niet alleen de „hardheid” die een verflaag na volledig doordrogen aanneemt, maar ook de tijd die na het aanbrengen op een voorwerp nodig is om de verf zover te laten

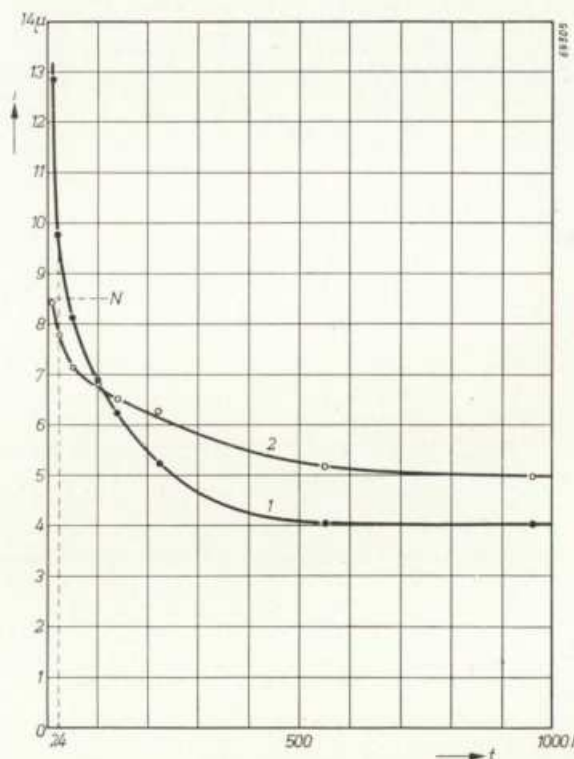


Fig. 8. Indringing i (gemeten met een kracht van 10 g) als functie van de tijd t van drogen, voor twee fysisch drogende versorten die TiO_2 als pigment en hetzelfde oplosmiddel bevatten. 2 bereikt de „nagelvastheid” N eerder dan 1.

drogen dat het voorwerp enigszins hanteerbaar is geworden. Als grens hiervoor kunnen we de „nagelvastheid” nemen: indringing $8,5 \mu$ bij een kracht van 10 g (hardheid ongeveer 5 kg/mm^2).

In fig. 8 is als functie van de tijd van drogen de

⁸⁾ J. Hoekstra (mede namens J. A. W. van Laar), Het nut van de hardheidsbepalingen van verflagen, Verfkroniek (ter perse).

gemeten indringing i uitgezet voor twee fysisch drogende verfsoorten die bestaan uit hetzelfde oplosmiddel en hetzelfde pigment (titaandioxyde), doch enigszins verschillen in samenstelling (kunst-hars, weekmaker). Verandert i niet merkbaar meer met de tijd, dan kan worden aangenomen dat ook in de dieper gelegen lagen de verf geheel is gedroogd.

De verf waarbij kromme 1 behoort is zodanig samengesteld dat de eindwaarde van de hardheid vrij groot is (i dus vrij klein). „Nagelvastheid” bereikt ze echter pas later dan de verf waarvoor kromme 2 geldt. Metingen van deze aard zijn van groot belang voor de receptuur van verf.

Samenvatting. Beschreven wordt een instrument voor het onderzoek van verflagen dat verwant is met de hardheidsmeter van Vickers voor metalen. Een saffier in de vorm van een

vierzijdige pyramide met een tophoek van 136° wordt met een bepaalde kracht (bijv. 10 g. of minder) in een laag van een verfmuster gedrukt. Gemeten wordt hoe diep de punt na een halve minuut in de verf is doorgedrongen. Deze meting geschiedt volgens een nulmethode, en wel met behulp van een differentieële condensator, die twee takken van een brug van Wheatstone vormt. Voor de beide andere takken (weerstand), de versterker, de indicator en de voeding wordt gebruik gemaakt van een meetbrug „Philoscoop”. Indringingen ter diepte van enkele microns kunnen tot op 0,1 μ nauwkeurig worden gemeten. Het toestel is robuust, gemakkelijk te verplaatsen en eenvoudig te bedienen.

Uit de gemeten indringingsdiepte zou een hardheidsgetal van Vickers kunnen worden afgeleid, doch het is beter hiervan af te zien omdat dit getal bij verf sterk blijkt af te hangen van de kracht waarmee de saffier op de verf wordt gedrukt.

Enige voorbeelden illustreren de invloed van de temperatuur en van de laagdikte. Aan lagen beneden een zekere dikte meet men een te grote schijnbare hardheid. Om die reden moet de indringingsdiepte niet groter zijn dan $\frac{1}{12}$ van de laagdikte, indien men de invloed van de laagdikte op de indringingsdiepte wil elimineren.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

1968*: Balth. van der Pol en H. Bremmer: Operational calculus based on the two-sided Laplace integral, Cambridge Univ. Press 1950, XIII + 414 blz., 97 fig.

Na een korte inleiding over de betekenis van O. Heaviside en zijn „operational calculus” wordt deze rekenwijze gefundeerd op de Laplace-transformatie, waarbij, voorafgegaan door een korte historische beschouwing over de eenzijdige Laplace-integraal (grenzen 0 en ∞), aanstonds de tweezijdige integraal ($-\infty$ tot $+\infty$) wordt ingevoerd.

Nu volgt een bespreking van de Fourier-integraal als basis van de Laplace-transformatie. Er worden een aantal eenvoudige voorbeelden gegeven en elementaire regels afgeleid, waarna de zeer essentiële begrippen eenheidsfunctie en delta-functie worden behandeld. Een tweetal hoofdstukken is gewijd aan convergentiequesties en asymptotische uitdrukkingen. Hierna volgt o.m. de behandeling van lineaire vergelijkingen met constante coëfficiënten en van stelsels van dergelijke vergelijkingen, lineaire vergelijkingen met variabele coëfficiënten, trapfuncties, zaagtandfuncties, differentievergelijkingen, integraalvergelijkingen en partiële differentiaalvergelijkingen, de laatste zowel behandeld met behulp van de Laplace-transformatie met één variabele als met die in meer variabelen.

Het voordeel van de operatorenrekening blijkt vooral bij de afleiding van allerlei onverwachte en gecompliceerde betrekkingen tussen diverse functies en bij de behandeling van niet-stationnaire problemen betreffende elektrische netwerken, zoals filters. Van alle behandelde onderwerpen worden talrijke voorbeelden uitgewerkt. Het boek besluit met een samenvatting van rekenregels („grammatica”) en een tabel van Laplace-transformaties van diverse functies („vocabularium”).

1969: G. W. Rathenau en J. L. Meijering: Rapid oxydation of metals and alloys in the presence of MoO_3 (Metallurgia **42**, 167-172, 1950, No. 215).

De invloed van molybdenumoxyde (MoO_3) op de oxydatie in lucht van koper, aluminiumbrons, zilver, aluminiumzilver, nikkel, chroomnikkel en twee soorten hittebestendig staal is bepaald als functie van de temperatuur. Discontinuïteiten in de verkregen krommen worden in verband gebracht met eutectische temperaturen in mengsels van MoO_3 en de oxyden van de desbetreffende metalen. Bij metallografisch onderzoek van de geoxydeerde proefstukken komen merkwaardige effecten voor den dag.

Behalve door de vorming van vloeibare oxyde-fasen kan de oxydatie door MoO_3 op twee andere

wijzen worden versneld, nl. door het opnemen van Mo in het kristalrooster van de oxydehuid en, bijv. bij zilver, door thermodynamische stabilisatie van Ag_2O door de vorming van molybdaten. (Zie ook Philips techn. T. 12, 217-224, 1950, No. 8.)

1970: J. Haantjes en F. W. de Vrijer: Flicker in television pictures (Wireless Engineer 28, 40-42, 1951, No. 2).

Zie Philips techn. T. 13, 7-12, 1951 (No. 1).

1971: N. W. H. Addink: Quantitative spectrochemical analysis by means of the direct current carbon arc, I. General methods (Rec. Trav. chim. Pays-Bas 70, 155-167, 1951, No. 2).

Zie Philips techn. T. 12, 341-352, 1950 (No. 12).

R 156: J. L. H. Jonker: The internal resistance of a pentode (Philips Res. Rep. 6, 1-13, 1951, No. 1).

Berekeningen betreffende de verschijnselen die de inwendige weerstand van een penthode bepalen. Voor een eindpenthode is de voornaamste oorzaak van de inwendige weerstand gelegen in de invloed van de anodespanning op de kathodestroom; voor hoogfrequentpenthodes zijn de voornaamste oorzaken: 1) de afstoting van primaire electronen in de buurt van de roosterdraden van het remrooster en 2) de reflectie van electronen door het anodeoppervlak, welke laatste electronen het remrooster kunnen passeren en het schermrooster kunnen bereiken. Daar beide verschijnselen afhangen van de spanningen op de electrodes, is ook de stroomverdeling tussen schermrooster en anode afhankelijk van de anodespanning.

R 157: P. H. J. A. Kleijnen: The penetration factor and the potential field of a planar triode (Philips Res. Rep. 6, 15-33, 1951, No. 1).

Het potentiaalveld in een „vlakke” triode wordt behandeld onder gebruikmaking van het begrip „doordringing” (Durchgriff). De waarde van deze grootte wordt berekend voor alle mogelijke waarden van de diameter en de onderlinge afstand van de roosterdraden. Daar de uitkomst van deze berekening te ingewikkeld is voor onmiddellijke toepassing, wordt deze voor een aantal waarden van de parameters grafisch vastgelegd. Met behulp van deze gegevens worden bestaande benaderingsformules getoetst. Verder wordt een formule afgeleid

voor de effectieve potentiaal in het roostervlak van een vlakke triode.

R 158: J. M. Stevels: Some experiments and theories on the power factor of glasses as a function of their composition, II (Philips Res. Rep. 6, 34-53, 1951, No. 1).

Aangetoond wordt dat metingen van de diëlectrische constante en de verlieshoek, bij kamertemperatuur en bij een frequentie van 1,5 MHz, bij glazen welke samenstelling wordt gevarieerd door substitutie van ionen op mol-basis (waarbij de rest van het glas onveranderd blijft), waardevolle gegevens verschaffen over de structuur van glazen in het algemeen. Bij vervanging van alkali-ionen door andere alkali-ionen vertoont de verlieshoek als functie van de samenstelling een diep minimum. De oorzaak hiervan wordt nagegaan en een verklaring gegeven. Vervanging van alkali door tweewaardige ionen (Mg^{++} , Ni^{++}) geeft soms krommen van afwijkende gedaante. Dit bewijst dat een deel van genoemde ionen in een netwerkvormende positie in het glas aanwezig is, vooral bij glazen waarin deze ionen in hoge concentratie voorkomen. Ten slotte wordt de vervanging van alkali door Zn^{++} en Pb^{++} bestudeerd en worden de resultaten besproken.

R 159: W. Ch. van Geel en J. W. A. Scholte: Capacité et pertes diélectriques d'une couche d'oxyde déposée par oxydation anodique sur de l'aluminium (Philips Res. Rep. 6, 54-74, 1951, No. 1).

Op grond van metingen van de capaciteit en de verliezen van een oxydelaag op aluminium wordt een model van zulk een laag gegeven. De verliezen nemen af met toenemende dikte van de laag. De capaciteit wordt als functie van de formeerspanning gemeten zowel met behulp van een wisselstroombrug als met een ballistische methode. Het vervangings-schema voor de oxydelaag is een serieschakeling van condensatoren, ieder met een weerstand parallel. De waarde van de weerstand verandert monotoon bij het doorlopen van de reeks. Men komt tot de conclusie dat nabij het metaal de laag een overmaat Al-atomen bevat, die een goede electronische geleiding veroorzaken. In de richting van het elektrolyt neemt het overschot aan Al-atomen af en de weerstand toe. Bij het aanleggen van een veld verplaatsen zich de overschotatomen en verandert de verdeling van het geleidingsvermogen over de lagen. De verliezen treden vooral op in het goed geleidende deel.